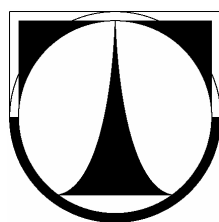

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta strojní
Katedra energetických zařízení



Milan Kotek

Vliv teploty na stabilitu mezní vrstvy

The influence of temperature on the stability boundary layer

Vedoucí diplomové práce:

Ing. Tomáš Vít, Ph.D.

Konzultant diplomové práce:

Doc. Ing. Jiří Unger, CSc.

Rozsah práce:

počet stran: 82

počet obrázků: 38

počet tabulek: 1

počet grafů: 19

počet příloh: 4

Liberec 2008

Prohlášení:

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. O právu autorském, zejména § 60 - školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím diplomové práce a konzultantem.

Declaration:

I have notified of the fact that Copyright Act No. 121/2000 Coll. applies to my thesis in full, in particular Section 60, School Work.

I am fully aware that the Technical University of Liberec is not interfering in my copyright by using my thesis for internal purposes of TUL.

If I use my thesis or grant a licence for its use, I am aware of the fact that I must inform TUL of this fact; in this case TUL has the right to seek that I pay the expenses invested in the creation of my thesis to the full amount.

I compiled the thesis on my own with the use of the acknowledged source and on the basis of consultation with the head of the thesis and a consultant.

dne 23.května 2008

Milan Kotek

.....

Poděkování:

Před začátkem vlastní práce bych chtěl poděkovat Ing. Tomášovi Vítovi, Ph.D. za ochotu, čas a odborné vedení při řešení této práce. Vřelý dík zasluží i pan Petr Jerje za rady a pomoc v oblasti elektroniky a elektrotechniky. Dále bych chtěl poděkovat i panu Jaroslavu Kneřovi, který se zasloužil o výrobu experimentálního zařízení.

Obsah

Úvod	12
1 Vybrané části z mechaniky tekutin:	13
1.1 Obtékání a odpor těles:	13
1.2 Mezní vrstva:	16
1.3 Odtržení mezní vrstvy:	21
1.4 Energie a vířivost:	23
1.5 Kármánova vírová řada:	27
1.5.1 Matematický popis vírové řady:	27
1.5.2 Úkazy v proudu vzduchu při nucené konvekci:	30
2 Metody vizualizace a měření:	35
2.1 Metoda "smoke wire":	35
2.2 Metoda CTA:	36
3 Návrh konstrukce experimentálního zařízení:	39
3.1 První návrh geometrie:	39
3.2 Shrnutí poznatků prvního návrhu:	43
3.3 Druhý návrh geometrie:	47
3.3.1 Varianta I:	48
3.3.2 Varianta II:	49

<i>OBSAH</i>	6
3.3.3 Varianta III:	50
3.4 Shrnutí poznatků druhého návrhu:	51
4 Experiment:	55
4.1 Měření na kalibrační jednotce:	55
4.1.1 Uspořádání experimentu:	55
4.1.2 Podmínky měření:	56
4.1.3 Závěr z měření na kalibrační jednotce:	59
4.2 Měření na navržené geometrii:	63
4.2.1 Uspořádání experimentu:	63
4.2.2 Podmínky měření:	64
4.2.3 Výsledky a závěr z měření na navržené geometrii:	66
5 Závěr:	71
5.1 Shrnutí a analýza výsledků:	71
5.2 Návrh dalších experimentů:	74
Seznam obrázků:	79
Seznam příloh:	80
Seznam tabulek:	80
Literatura:	81

Seznam použitého značení:

Značka	jednotka	veličina
a	$[m]$	posunutí víru ve směru proudu
A	$[-]$	konstanta
b	$[m]$	vzdálenost sousedních řad vírů
c_0	$[-]$	součinitel celkového odporu
c_d	$[-]$	odporový součinitel rovinné desky
c_p	$[-]$	součinitel tlakového odporu
c_{pb}	$[-]$	střední tlakový součinitel
c_r	$[-]$	součinitel třecího odporu
C_{o2}	$[\frac{kg}{m^3s}]$	pressure jump coeficient
d	$[m]$	charakteristický rozměr
f	$[Hz]$	frekvence
\vec{f}	$[\frac{m}{s^2}]$	součet objemových sil
f_p	$[m^2]$	face permeability
Δe	$[J]$	vnitřní energie
E	$[-]$	konstanta rozvoje
E	$[V]$	výstupní napětí
$E(t)$	$[J]$	celková energie v čase
E_0	$[J]$	disipovaná energie
F	$[-]$	konstanta rozvoje
F_0	$[N]$	celkový odpor tělesa
F_p	$[N]$	tlakový odpor tělesa
F_r	$[N]$	třecí odpor tělesa

G	$[-]$	konstanta rozvoje
Gr	$[-]$	Grashofovo číslo
p	$[Pa]$	tlak
R	$[m^3]$	oblast vířivosti
R_D	$[m]$	poloměr dýzy
Re	$[-]$	Reynoldsovo číslo
$Re_{c,f}$	$[-]$	kritické filmové Reynoldsovo číslo
$Re_{c,eff}$	$[-]$	kritické efektivní Reynoldsovo číslo
Ri	$[-]$	Richardsonovo číslo
s	$[-]$	exponent
S_p	$[m^2]$	plocha průřezu tělesa do roviny kolmé k ose symetrie
S_r	$[m^2]$	velikost smočené plochy
S_t	$[-]$	Strouhalovo číslo
t	$[s]$	čas
T^*	$[-]$	poměr teplot
T	$[K]$	teplota
T_w	$[K]$	teplota porchu válce
\vec{u}	$[\frac{m}{s}]$	rychlost proudu
u_s	$[\frac{m}{s}]$	rychlost separace proudu
v	$[\frac{m}{s}]$	rychlost proudu
v_∞	$[\frac{m}{s}]$	rychlost nenarušeného proudu
w	$[\frac{m}{s}]$	potenciál vírového pole
w	$[-]$	potenciál vírového pole
x	$[m]$	vzdálenost ve směru osy x
y	$[m]$	vzdálenost ve směru osy y
z	$[-]$	libovolný bod mající reál. a imag. část
α	$[\circ]$	úhel náběhu tekutiny od osy symetrie

ν	$\left[\frac{m^2}{s}\right]$	kinematická viskozita
δ	$[\mu m]$	tloušťka mezní vrstvy
μ	$[Pa.s]$	dynamická viskozita
ω	$\left[\frac{1}{s}\right]$	úhlová rychlost
$\mu_{1,2}$	$[-]$	intenzita vírů první, resp. druhé řady

Seznam indexů:

index	popis
c	kritická hodnota
cor	korekční veličina
eff	efektivní hodnota
x	ve směru osy x
y	ve směru osy y
∞	neovlivněná veličina
<i>krit</i>	kritická hodnota

Seznam symbolů:

symbol	popis
∇	operátor nabla
\cdot	symbol skalárního součinu
∂	symbol parciální derivace

Abstrakt

Úkazy vznikající za obtékaným tělesem jsou zajímavým vědeckým a inženýrským problémem. Získání důvěryhodných experimentálních dat je považováno za nepostradatelný krok k hlubšímu fyzikálnímu porozumění problematice obtékání těles. Vlastnosti proudící kapaliny, jako je viskozita, hustota popř. tepelná vodivost, jsou základní vlastnosti pro tzv. termické úkazy. Obecně, pro plyny platí, že vytápěním obtékaného tělesa se stabilizuje vybuzený proud, resp. snižujeme frekvenci odtrhávání mezní vrstvy. Proto cílem této práce je návrh vhodné geometrie zařízení pro vyšetření vlivu teploty na stabilitu mezní vrstvy s následným provedením experimentu.

Abstract

The phenomenon of vortex shedding from a bluff body is an interesting scientific and engineering problem. Acquisition of reliable experimental data is considered an indispensable step toward a deeper physical understanding of the topic. The working fluid properties such as viscosity, density and thermal conductivity are fundamentally important for thermal effects. Generally true that, cylinder heating decreases the vortex shedding frequency in air, thus stabilizing the wake flow (only to air). The main aim of this graduation thesis is a suggestion of suitable geometry of apparatus which examine an influence of temperature on stability of boundary layer with subsequent accomplishment of the experiment.

Úvod

Sledování proudu tekutiny při obtékání válce má důležitý význam pro poznání dynamiky dané tekutiny. Z vědeckého a inženýrského pohledu je brána jako velmi zajímavá oblast pro zkoumaný obor nízkých Reynoldsových čísel. V tomto oboru se objevuje laminární odtrhávání vírů. Tento jev je považován za základní děj pro teoretické a experimentální zkoumání nestabilit, které jsou spjaty s mnoha problémy. Jako hlavní problém je bráno to, že odtrhávání vírů způsobuje vibrace, hluk a dokonce i destrukci obtékaného tělesa. Proto naším záměrem bude úplav za obtékaným válcem při laminárním odtrhávání víru.

Předpokládaný měřený rozsah bude pro $Re = 30 - 200$ a $\frac{T}{T_w} = 1 \div 1.5$. Experimenty jsou zaměřeny na izotermní a neizotermní režimy proudění s měřením energetického spektra v úplavu pro různé Re .

Práce je rozčleněna do několika kapitol:

- **Kapitola 1:** Vybrané části z mechaniky tekutin
- **Kapitola 2:** Metody vizualizace a měření
- **Kapitola 3:** Návrh konstrukce experimentálního zařízení
- **Kapitola 4:** Experiment
- **Kapitola 5:** Závěr

Kapitola 1

Vybrané části z mechaniky tekutin:

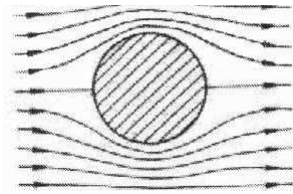
1.1 Obtékání a odpor těles:

Při obtékání tělesa ideální tekutinou je odpor nulový, neboť proudnice dokonale sledují povrch tělesa obr. 1.1 [1]. Při obtékání skutečnou tekutinou se mění směr i velikost rychlosti tekutiny, která těleso obtéká obr.1.2 [1]. Působením viskozity tekutiny se vyvolávají silové účinky mezi proudící tekutinou a obtékaným tělesem (obdobně je tomu při pohybu tělesa v klidném prostředí). Obecně se silové účinky rozdělují na vztlakovou sílu, která působí kolmo na rychlost nenarušeného proudu a odpor tělesa, což je síla, která působí ve směru pohybu a v opačném smyslu. Vztlaková síla vzniká při nesymetrickém obtékání symetrického tělesa (rychlost tekutiny není ve směru osy symetrie \rightarrow úhel náběhu $\alpha \neq 0$) nebo při obtékání nesymetrického tělesa.

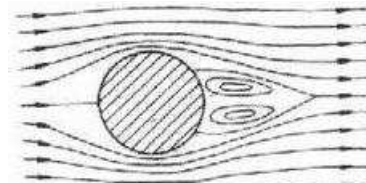
Celkový odpor tělesa se vyjadřuje vztahem:

$$F_0 = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot c_0 \cdot S_p \cdot v_\infty^2 \quad (1.1)$$

kde:



Obrázek 1.1: ideální tekutina:



Obrázek 1.2: skutečná tekutina:

- $c_0 \rightarrow$ součinitel celkového odporu
- $S_p \rightarrow$ plocha průřezu tělesa do roviny kolmé k ose symetrie
- $v_\infty \rightarrow$ rychlost nenarušeného proudu

Třecí odpor: je výsledkem silového účinku tečných napětí v mezní vrstvě na povrchu obtékaného tělesa a vyjadřuje se vztahem:

$$F_r = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot c_r \cdot S_r \cdot v_\infty^2 \quad (1.2)$$

kde:

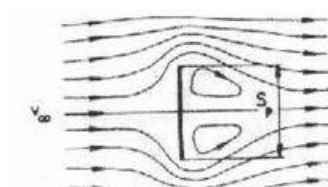
- $c_r \rightarrow$ součinitel třecího odporu
- $S_r \rightarrow$ velikost smočené plochy

Tlakový odpor: vzniká při odtržení proudu od tělesa a vzniku vířivé oblasti obr.1.2 [1]. Proudnicе nesledují přesně tvar obtékaného povrchu tělesa následkem viskózního tření, kdy dochází k úbytku kinetické energie částic v mezní vrstvě na nulu, a následkem setrvačnosti částic tekutin při značném zakřivení proudu. Typickým příkladem

je deska obtékána proudem tekutiny ve směru normály povrchu desky obr.1.3 [1].

Tlakový odpor se vyjadřuje vztahem:

$$F_p = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot c_p \cdot S_p \cdot v_\infty^2 \quad (1.3)$$



Obrázek 1.3: tlakový odpor desky:

kde:

- $c_p \rightarrow$ součinitel tlakového odporu
- $S_p \rightarrow$ plocha průmětu tělesa do roviny kolmé k ose symetrie

Indukovaný odpor: vzniká při obtékání tělesa konečné délky a je spojen se vznikem vztlaku. Například na koncích křídel vznikají okrajové víry, které indukují na křídlech síly proti pohybu a tím zvyšují odpor tělesa.

Ve většině případů se vyskytuje výsledný odpor složený z třecího a tlakového a nelze je zjistit měřením odděleně. V těchto případech se vyjadřuje vztahem pro celkový odpor 1.1 kde plocha S_p může být vyjádřena jako plocha S_r .

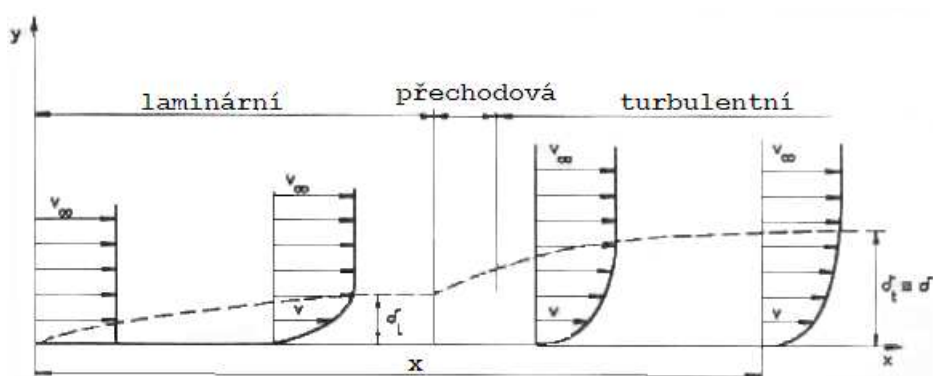
Protože představy o mechanismu třecího odporu těles obtékaných proudem tekutiny a metody výpočtu třecího odporu se zakládají na teorii mezní vrstvy, povšimněme si jí blíže. Pojem mezní vrstvy zavedený Prandtlem si vysvětleme na příkladě obtékání tenké desky obr.1.4 [1]. Protože tření po délce desky stále zbrzdí částice tekutiny, přenášejí se částice vzdálenější od povrchu, do mezní vrstvy vstupují další částice tekutiny a mezní vrstva narůstá. Rychlostní profily mají spojitý přechod z nulové rychlosti na stěně do plné rychlosti ve vnějším proudu. V dostatečné vzdálenosti x

od náběžné hrany, tj. pro dosti velká Reynoldsova čísla 1.4, jsou si rychlostní profily podobné a jejich tvar dále již nezávisí na vzdálenosti x .

$$Re = \frac{v_{\infty} \cdot x}{\nu} \quad (1.4)$$

kde:

- $\nu \rightarrow$ viskozita
- $x \rightarrow$ vzdálenost ve směru osy x

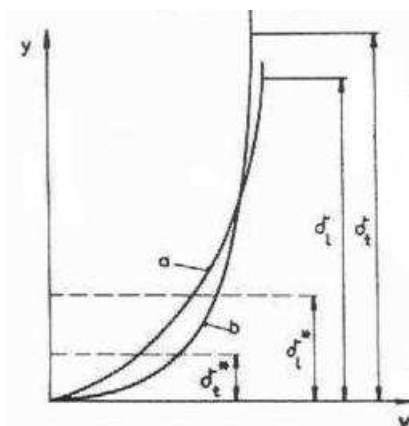


Obrázek 1.4: vývoj mezní vrstvy na desce:

1.2 Mezní vrstva:

Znázorníme-li závislost $\frac{y}{\delta}$, kde δ je tloušťka mezní vrstvy, na hodnotě $\frac{v}{v_{\infty}}$ dostaneme vždy tutéž křivku vyvinutého rychlostního profilu mezní vrstvy. Mezní vrstva na počátku desky je laminární a postupně přechází na další úsek v turbulentní formě s laminární podvrstvou. Tvar rychlostního profilu, který podle velikosti Reynoldsova čísla může být laminární $Re_x < 10^5$ nebo turbulentní $Re_x > 10^5$, je na obr.1.5 [1].

Konvekční tloušťka δ mezní vrstvy je kolmá vzdálenost od stěny, kde rychlost dosahuje dohodnuté rychlosti, zpravidla 99% rychlosti vnějšího proudu. Za mezní



Obrázek 1.5: tloušťka mezní vrstvy:

vrstvu se tedy počítá ta část toku, kde je rychlost menší než 99% rychlosti vnějšího proudu obr.1.5 [1].

Tloušťka mezní vrstvy může být definována několika způsoby:

- **posunovací (odtlačovací) tloušťka:** udávající posunutí obtékaného povrchu do proudu tekutiny tak, aby průtok skutečné tekutiny mezní vrstvou a průtok dokonalé tekutiny kolem posunutého obrysu tělesa byl stejný. Je proto měřítkem relativního úbytku průtoku v mezní vrstvě.
- **impulsová tloušťka:** je určena tak, aby úbytek hybnosti částic skutečné kapaliny v mezní vrstvě se rovnal hybnosti částic dokonalé tekutiny protékající mezi posunutým a skutečným obrysem.
- **energetická tloušťka:** udává obdobně relativní úbytek energie

Prandtlova rovnice pro mezní vrstvu:

Při řešení proudění ideálních (nevazkých) tekutin pomocí Eulerovy rovnice nelze respektovat tření tekutiny o povrch tělesa a tím skutečnost, že relativní rychlost na jeho povrchu je nulová. Tento rozpor vedl k představě, že v tenké vrstvě tekutiny na

povrchu tělesa roste tangenciální složka rychlosti z nulové hodnoty rychle k hodnotě rychlosti v nenarušeném proudu. V proudovém poli, vně tzv. mezní vrstvy, převažuje vliv setrvačných sil nad silami vazkými a k popisu proudění můžeme použít Eulerovy rovnice ideální tekutiny. Pohyb tekutiny uvnitř mezní vrstvy je naopak charakterizován tím, že síly setrvačné a vazké jsou přibližně stejného řádu, což znamená, že v Navier-Stokesově rovnici musíme ponechat člen $\mu \nabla^2 \vec{u}$, který vazké tření reprezentuje.

Zavedením mezní vrstvy můžeme, uvnitř mezní vrstvy, značně zjednodušit Navier-Stokesovu rovnici, poněvadž její tloušťka je při dostatečně vysokých hodnotách Reynoldsova čísla velmi malá. Nebo v oblasti proudu vně mezní vrstvy zcela zanedbáváme vazké síly a k řešení proudění zde používáme teorii potenciálního proudění ideální tekutiny.

Mezní vrstva je ve skutečnosti velmi tenká a tak můžeme, v rámci řešení celého proudu, zanedbat její zakřivení. Uvnitř mezní vrstvy uvažujeme dvojrozměrné ustálené proudění nestlačitelné tekutiny charakterizované u_x a u_y . Předpokládáme-li dále, že vliv objemových sil je zanedbatelný, redukuje se složky Navier-Stokesovy rovnice do směru x a y na tvar:

$$\vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} \quad (1.5)$$

dále rovnice kontinuity:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.6)$$

tedy pro dvojrozměrné proudění:

$$\begin{aligned} u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right) \\ u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

Systém uvedených nelineárních parciálních diferenciálních rovnic je tak komplikovaný, že je lze řešit jen velmi obtížně a to jen v několika speciálních případech. Např. předpokládáme-li proudění s malou viskozitou. Toto řešení provedené Prandtleem r. 1904 vychází z úvahy srovnávat řád funkcí, jejichž argument nabývá určitých hodnot v uvažovaném oboru, a zanedbání členů nižších řádů.

dále platí:

- $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0$...to znamená, že tlak podél desky je konstantní.
- $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$...to znamená, že tlak v mezní vrstvě na kolmici k povrchu je stejný.

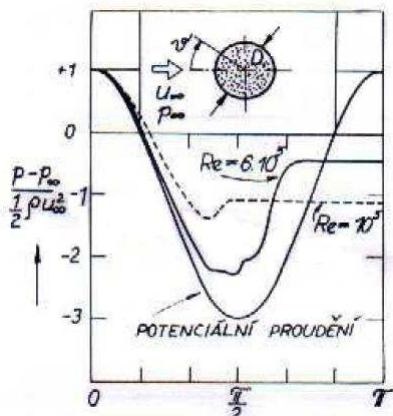
- $u_x \approx 1; u_x \approx \delta; \frac{\partial u_x}{\partial x} \approx 1 \frac{\partial u_y}{\partial y} \approx 1; \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \approx 1; \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \approx \frac{1}{\delta^2}$
- $\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}$
- $u_x \approx 1; \frac{\partial u_y}{\partial x} \approx \delta u_y \approx \delta; \frac{\partial u_y}{\partial y} \approx 1$
- $\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \approx \frac{1}{\delta} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} \approx \delta$
- všechny členy druhé rovnice jsou řádu δ , tato rovnice tedy odpadá.

Prandtlůva rovnice tedy je:

$$u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \quad (1.8)$$

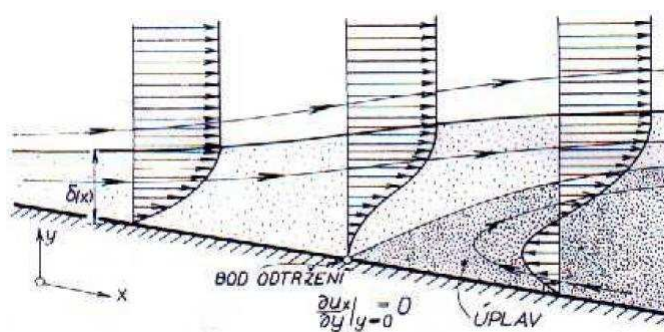
1.3 Odtržení mezní vrstvy:

Při obtékání tělesa potenciálním proudem ideální tekutiny je nulový nejen třecí odpor, ale v důsledku symetrie tlakového profilu také odpor tvarový. Vypočtená symetrie tlakového profilu je však v rozporu s tvarem tlakového profilu stanoveným experimentálně, který je znázorněn na obr.1.6 [1]. Rozdíl mezi teoretickým výpočtem a naměřeným profilem je způsoben jevem, který nazýváme odtržení mezní vrstvy.



Obrázek 1.6: tlakový profil při obtékání válce:

K odtržení mezní vrstvy dojde v okamžiku, kdy je rychlostní gradient $\frac{\partial u_x}{\partial y}$ na povrchu obtékaného tělesa nulový. Viz obr.1.7 [1] avšak k odtržení může dojít pouze v případě, že rychlostní gradient na povrchu před bodem odtržení roste, nebo-li $\frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}$ je na povrchu kladná.



Obrázek 1.7: odtržení mezní vrstvy:

Zapíšeme-li Prandtlovu rovnici 1.9 pro poměry na povrchu obtékaného tělesa, kde jsou obě složky rychlosti $u_x = u_y = 0$ dostaneme výraz 1.10.

$$u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \quad (1.9)$$

$$\mu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp}{dx} \quad (1.10)$$

nebo-li k odtržení mezní vrstvy může dojít pouze v případě kladného tlakového gradientu. Ke vzniku úplavu tedy dochází na obrácené straně těles s kladnou křivostí jako je koule, koule popř. v divergentním kanále. Je nutno si uvědomit, že při náběhu tekutiny na obtékané těleso se nejprve vždy vytvoří laminární vrstva, na počáteční délce (rozměru), a teprve po dosažení kritické hodnoty Reynoldsova čísla Re_{krit} přechází proud na turbulentní. Tuto možnost je možno postihnout díky korekcím.

$$c_d = \frac{0,074}{Re_L^{\frac{1}{5}}} - \frac{A}{Re_L} \quad (1.11)$$

Kde c_d je odporový součinitel rovinné desky. Dobrá shoda je experimentálně prokázána pro nízké Re_L . Pro vyšší Re_L je vhodnější použít experimentálně zjištěný výraz 1.12:

$$c_d = \frac{0,455}{(\log Re_L)^{2,58}} - \frac{A}{Re_L} \quad (1.12)$$

Pro rovinnou desku:

Re_{Lkrit}	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
A	1050	1700	3300	8700

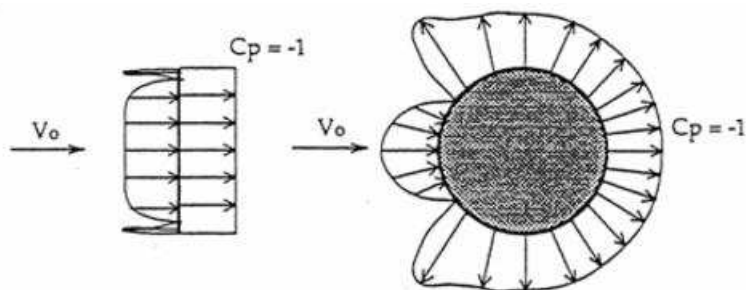
Tabulka 1.1: hodnoty konstanty A v rovnici 1.11:

Zvýšením teplotního gradientu v blízkosti mezní vrstvy se může přispět k odtržení mezní vrstvy. Pozice odtržení mezní vrstvy závisí na pozici tzv. separačního bodu. Tato závislost byla objevena společně v souvislosti s objevem lokálního minima tlaku na obtékaném povrchu. Toto lokální minimum povrchového tlaku je interpretováno jako důkaz existence separační bubliny.

1.4 Energie a vířivost:

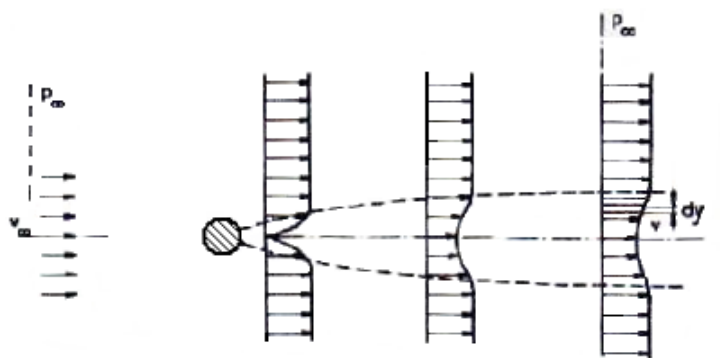
Pro dokonale aerodynamické těleso, kdy je proud okolo celé obtékané plochy obr.1.9, je především určující třecí síla. Zatímco pro obtékané těleso, na kterém dochází k předčasnému oddělování mezní vrstvy, se hlavně sleduje poměr tlakové síly. Tlaková pole na obtékaném tělese můžeme rozdělit na přední část tělesa, která je vymezená mezní čarou a zád', což je část povrchu tělesa na obtékaném tělese ležící uvnitř

oblasti, kde dochází k odtrhávání proudu obr.1.8 [1]. V závislosti na tvaru přídě může být podíl na zpomalení rychlosti rozdílný.



Obrázek 1.8: vliv geometrie tělesa na tvar tlakového pole:

Zpomalení rychlosti na zádi je ovlivněno hodnotou podtlaku působící na ni. Je závislá primárně na rychlosti vně mezní vrstvy a v místě bodu oddělení u_s . Ve skutečnosti, zejména v případech na zádi s malou podélnou (axiální) plochou, střední tlak na základnu je téměř konstantní a rovná se tlaku vnějšího neovlivněného proudu k místu bodu oddělení.



Obrázek 1.9: úplav za profilem bez odtržení mezní vrstvy:

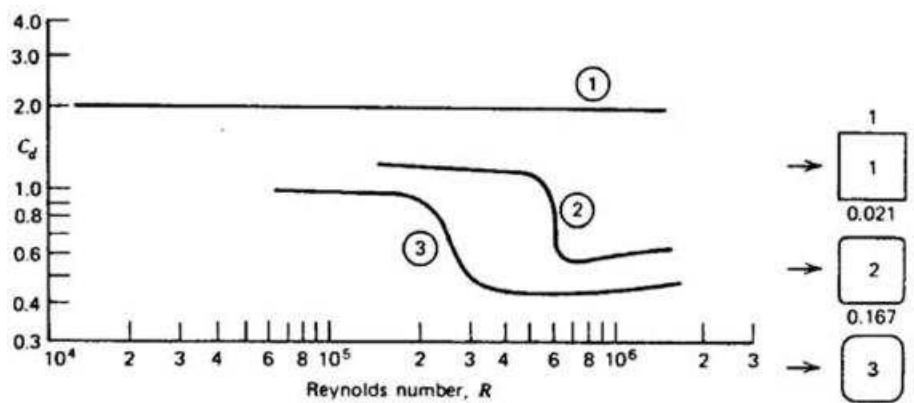
Střední tlakový součinitel můžeme zapsat:

$$c_{pb} = 1 - \frac{u_s^2}{u_\infty^2} \quad (1.13)$$

kde:

- $u_s \rightarrow$ rychlost v bodě odtržení
- $u_\infty \rightarrow$ rychlost neovlivněného proudu

Jestliže je mezní vrstva v neustáleném stavu od ostré hrany, koeficient závisí na všech parametrech mající vliv na přechod, jako je: Re , drsnost a turbulence.



Obrázek 1.10: vliv geometrie tělesa a Re na velikosti c_{pb} [8]:

Pro viskózní nestlačitelnou tekutinu platí:

$$\frac{d}{dt} \int_R \vec{\omega} dR = 0 \quad (1.14)$$

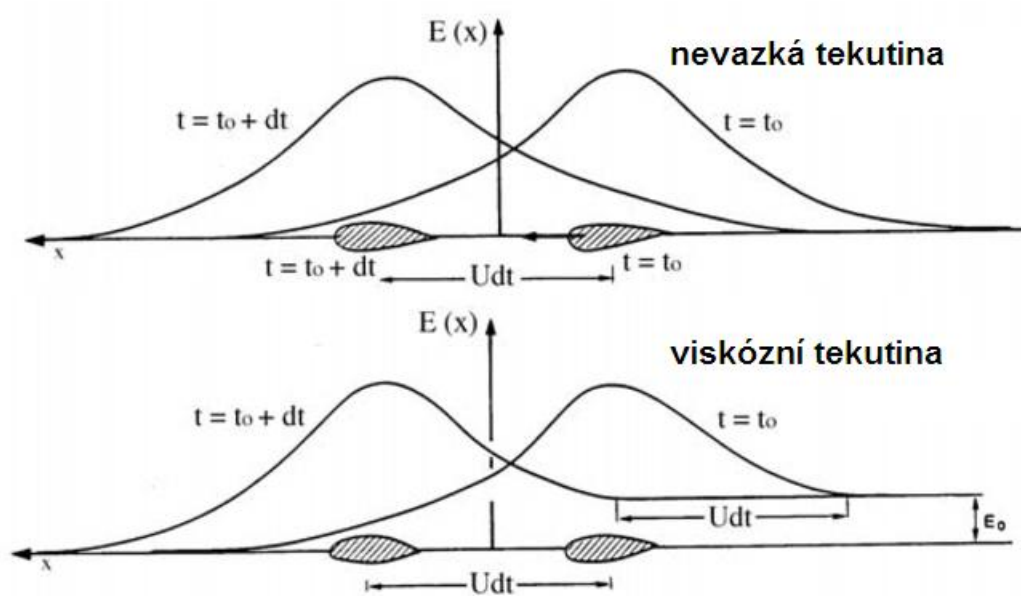
Nicméně, v této rovnici obor R zahrnuje objem tekutiny a tělesa, kde vířivost je definovaná jako dvakrát úhlová rychlost tělesa.

Tudíž, pro těleso v posuvném pohybu začínající z klidu, je vířivost spojitě produkovaná na povrchu tělesa, avšak jeho globální význam v toku, v každém okamžiku, je nula 1.14. Nicméně, moment vířivosti se mění. Dle definice, zpomalení proudu je jen součet dílčích součástí, které konají práci v tekutině. Vykonaná práce v určitém časovém intervalu od odporu prostředí se rovná změně v celkové energii (suma vnitřní a kinetické energie) v tekutině za stejný časový interval. Tato změna je naprosto jasně

spojena s množstvím poruch obsažených v oblasti úplavu za tělesem. Takže rozdílné hodnoty z zpomalení rychlosti z různých těles mohou souviset s rozdíly v energii obsažených v úplavu.

$$E(x, t) = \int \int \rho \left(\Delta e + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right) dydz \quad (1.15)$$

$$E_T(t) = \int E(x) dx \quad (1.16)$$



Obrázek 1.11: ztráta energie vlivem viskosity [8]:

$$F_D U dt = E_T(t_0 + dt) - E_T(t_0) = E_0 U dt \quad \Rightarrow \quad F_D = E_0 \quad (1.17)$$

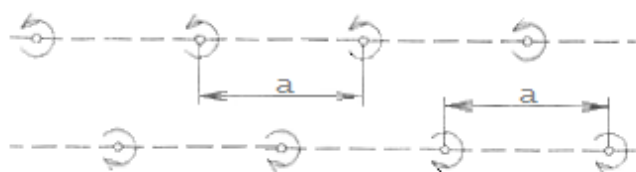
Množství nové energie vzniklé v proudu, za jednotkový čas, je spojeno s intenzitou a uspořádáním odtrhávání víru v úplavu. Tedy, pokud proud nabíhající na

obtékané těleso nebude mít dostatečně rovnoměrné rychlostní pole, nebo-li, bude vysoká intenzita turbulence na náběžné hraně u obtékaného tělesa, může nastat spojení odtrhávaných vírů a tím k urychlení proudu v úplavu. Množství odtržených vírů z mezní vrstvy ve 2D za jednotkový čas můžeme ohodnotit z proudu vířivosti.

1.5 Kármánova vírová řada:

1.5.1 Matematický popis vírové řady:

Při obtékání těles za vhodných podmínek, jako jsou rozměry tělesa, rychlost proudění, viskozita tekutiny, teplota atd., vzniká za tělesem pravidelný kyvadlový pohyb tekutiny. Je charakterizován tím, že se víry, vznikající střídavě po obou stranách obtékaného tělesa, udržují v určitém pravidelném uspořádání a to ještě dosti daleko za tělesem. Postupně se však vlivem vnitřního tření rozpadnou. Takto vzniklé vírové pole je znázorněno na obr.1.12 [6]. Víry každé řady mají stejný smysl otáčení. Vzdálenost mezi víry jedné i druhé řady je stejná. Avšak obě řady jsou navzájem posunuty a konečně víry jedné a druhé řady mají opačný smysl otáčení. Při některých podmínkách jeví toto uspořádání dosti značnou stabilitu.



Obrázek 1.12: vírové pole:

Blíže se teď seznámíme s vlastnostmi jedné nekonečné řady bodových vírů o stejné intenzitě μ a to jak velikostí, tak i smyslem otáčení rozložených podle osy x tak, že je stejná vzdálenost mezi libovolným sousedním vírem viz. obr.1.12[6].

$$(-na, 0), \dots, (-a, 0), (0, 0), (a, 0), \dots, (na, 0)$$

V libovolném bodě $z = x + iy$ kapaliny, která nesplývá s některým z bodových vírů tj. $z \neq z_j$, za předpokladu, že jde o rovinný problém, máme dle 1.12 [6] pro tento potenciál vyjádření:

$$w_{2n+1} = \frac{\mu}{2\pi i} [\ln z + \ln(z - a) + \ln(z + a) + \dots + \ln(z - na) + \ln(z + na)]$$

po úpravě dostáváme:

$$\begin{aligned} w_{2n+1} &= \frac{\mu}{2\pi i} \ln[z(z^2 - a^2) \dots (z^2 - n^2 a^2)] \\ &= \frac{\mu}{2\pi i} \ln \left[(-1)^n a^2 (2a)^2 (3a)^2 \dots (na)^2 z \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{2^2 a^2}\right) \dots \left(1 - \frac{z^2}{n^2 a^2}\right) \right] \\ &= \frac{\mu}{2\pi i} \ln \left[\frac{\pi z}{a} \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right) \dots \left(1 - \frac{z^2}{n^2 a^2}\right) \right] + \frac{\mu}{2\pi i} \ln \left[(-1)^n \frac{a}{\pi} a^2 \dots n^2 a^2 \right] \end{aligned}$$

Kde poslední člen bude zřejmě konstantní a tak ho můžeme vynechat. Pro každé z , dle knihy G.M.Fichtengolce, platí rozvoj funkce $\sin z$ v nekonečný součin:

$$\sin z = z \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{2^2 \pi^2}\right) \dots \left(1 - \frac{z^2}{n^2 \pi^2}\right)$$

Uvažujeme-li nadále člen $n \rightarrow \infty$ dojdeme ke vztahu.

$$w_{2n+1} = \frac{\mu}{2\pi i} \ln \sin \frac{\pi z}{a} \quad (1.18)$$

Takto dostaneme komplexní tvar potenciálu pro jednu vírovou řadu. Dle obr.1.12 [6]. Pro jednu vírovou řadu je patrné, že pohyb libovolného víru nemůže nastat. Vybereme-li si totiž jakýkoliv vír, pak rychlost jeho pohybu je indukovaná víry zprava

a je stejně velká, ale opačně orientovaná, než rychlost indukovaná víry zleva. Každé víry řady stejně vzdálené od vybraného víru vyvolávají v místě vybraného víru stejně velkou rychlost (kolmou na řadu vírů), ale opačně orientovanou. Proto účinky každé takovéto dvojice vírů se v uvažovaném bodě vzájemně ruší.

Označme si rozestupy víru jako a . Intenzitu vírů jedné a druhé řady jako μ_1 a μ_2 . Určení rychlosti středního víru, který byl v případě jedné řady v počátku, budiž u prvé a druhé řady v místě z_1 , resp. z_2 . Pak komplexní potenciál příslušných vírů obou řad bude dán součtem komplexních potenciálů jednotlivých řad 1.18.

$$w = \frac{\mu_1}{2\pi i} \ln \sin \frac{\pi}{a}(z - z_1) + \frac{\mu_2}{2\pi i} \ln \sin \frac{\pi}{a}(z - z_2) \quad (1.19)$$

Pohyb kteréhokoliv víru jedné řady může být vyvolán jen víry z řady druhé. Přitom je z uspořádání řad zřejmé, že se víry každé řady budou pohybovat stejnou rychlostí, tj. bude se pohybovat celá řada jako celek. Stačí tedy uvažovat pohyb jen jediného víru z každé řady.

Za předpokladu, že absolutní hodnota intenzity vírů jedné, resp. druhé řady se rovnají $\mu_2 = -\mu_1$, vzdálenost mezi jednotlivými víry zůstává konstantní a že se obě řady pohybují jen ve směru x platí:

$$x_1 - x_2 = 0 \quad (1.20)$$

$$x_1 - x_2 = \frac{a}{2} \quad (1.21)$$

Nastanou-li případy proudění, popisující rovnice 1.21, resp. 1.21, nazýváme obě kombinace těchto vírů Kármánova vírová cesta. Avšak stabilita těchto uspořádání je rozdílná. Pro případ, viz. obr.1.13a) [6], je stabilita nižší jak v případě b). Jsou-li všechny nebo jen některé víry vychýlené ze své polohy, ve směru osy x , které zaujímají v případě obr.1.13a) [6], pak stabilní polohou nazýváme takový stav, při kterém

posunutí ve směru osy x zůstávají stále malé, tj. vzdálenost víru při porušeném proudění byly přibližně stejné jako u proudění neporušeného.



Obrázek 1.13: možnosti uspořádání vírového pole:

Experimentálně se však prokázalo, že ani jeden druh proudění, viz obr.1.13a),b) [6], není zcela stabilní. Podmínka stability je v poměru vzdálenosti jednotlivých vírů a ku vzdálenosti mezi sousedními řadami $y_1 - y_2 = b$. Tento poměr je určen vztahem:

$$\cosh \frac{\pi b}{a} = \sqrt{2} \quad (1.22)$$

tedy numericky Kármánova podmínka stability vírové řady jest:

$$\frac{b}{a} \doteq 0,2806 \quad (1.23)$$

Tato hodnota byla dobře experimentálně potvrzena z fotografických snímků pohybujícího se válce v kapalině.

1.5.2 Úkazy v proudě vzduchu při nucené konvekci:

Jak bylo řečeno již výše, Kármánovu vírovou řadu charakterizuje periodické odtrhávání mezní vrstvy, které nastává při dosažení Re_c , kde Re_c je kritické Reynoldsovo číslo. Obvykle jsou hodnoty $Re_c = 40 \div 49[-]$, avšak nejčastěji je uváděn rozsah $46 \div 49[-]$. Hodnota $Re_c = 47,5 \pm 0,7$ byla určena experimentálně v práci Wang a kol. [3].

Funkční závislost Strouhalova čísla na Reynoldsově:

$$Re = \frac{u_\infty \cdot d}{\nu}$$
$$St = \frac{f \cdot d}{u_\infty} \quad (1.24)$$

kde:

- $u_\infty \rightarrow$ rychlost nenarušeného proudu
- $d \rightarrow$ charakteristický rozměr
- $\nu \rightarrow$ kinematická viskozita
- $f \rightarrow$ frekvence

Všeobecně známý a akceptovaný vztah zavedli Williamson a Brown (1998) v podobě mocninného rozvoje $\left[\frac{1}{Re}\right]$ s platností pro velmi široký rozsah $Re = 50$ až $1,4 \cdot 10^5$:

$$St = E + \frac{F}{\sqrt{Re}} + \frac{G}{Re} \dots \quad (1.25)$$

kde pro námi sledovanou oblast uvádí Williamson a Brown 1998 konstanty:

- **pro tříčlenný rozvoj:**

- $E = 0,2850$
- $F = -1,3897$
- $G = 1,8061$

- **pro dvoučlenný rozvoj:**

- $E = 0,2665$
- $F = -1,0175$
- $G = 0$

pro rozsah $Re = 49$ až 180 platí:

$$St = 0,2665 - \frac{1,0175}{\sqrt{Re}} \quad (1.26)$$

Wang, Trávníček, Chia [3] navrhli aproximovat své experimentální hodnoty závislosti St - Re , pro rozsah $Re = 47,5$ až 163 , v podobě:

$$St = 0,2660 - \frac{1,0160}{\sqrt{Re_{eff}}} \quad (1.27)$$

V případě izotermního proudění je odchylka mezi vztahy Williamson, Brown 1.26 a Wang, Trávníček, Chia 1.27 menší než 0.23% . Funkční závislost určená (Wang, Trávníček, Chia) byla navržena pro úplav za ohříváním válcem v příčném směru proudu. Po zavedení tzv. efektivního Reynoldsova čísla platí vztah 1.27 i pro neizotermní vírové řady (ohříváný nebo ochlazovaný válec).

Pro vzduch platí, že vyhříváním obtékaného tělesa se stabilizuje úplav, a to až tak, že laminární vírové odtrhávání může být úplně potlačeno. Tento úkaz byl určen pro obor $Re = 47.7$ až 70 při zvýšení teploty blízko k $290\text{ }^{\circ}\text{C}$. Možné vysvětlení pro tento termický jev je ve zvýšení kinematické viskozity vzduchu se zvýšením teploty obtékaného tělesa, který vyvolává místní snížení Reynoldsova čísla. Jiné známé vysvětlení tohoto termického úkazu je, že se projeví vliv snížení hustoty a tudíž snížení nestability. Jiné přiblížení se zakládá na analytickém popisu změny fyzikálních vlastností tekutiny, tímto se zabýval Herwig a Wickern.

Jestliže představa tzv. efektivní teploty je platná 1.28, tak počátek odtrhávání mezní vrstvy může být popsán tzv. kritickým efektivním Reynoldsovým číslem $Re_{c,eff}$, které je stejné pro oba případy, a to žhavené i nežhavené těleso. Představa

efektivní teploty byla původně určena Lecordierem a kol. Později použito v práci Douchel a kol., kde užíval tento koncept a počítal efektivní kinematickou viskozitu ν_{eff} z efektivní teploty T_{eff} , která je definována:

$$T_{eff} = T_{\infty} + c(T_W - T_{\infty}) \quad (1.28)$$

kde:

- $T_{\infty} \rightarrow$ teplota neovlivněného proudu
- $T_W \rightarrow$ teplota povrchu tělesa

V poslední době byla efektivní teplota určena Wangem a kol. jako:

$$T_{eff} = T_{\infty} + 0,28(T_W - T_{\infty}) \quad (1.29)$$

Při nízké úrovni žhavení nemá na nucenou konvekci žádný vliv vztlak vlivem nárůstu teploty od žhaveného válce. V porovnání s vyšším stupněm žhavení je vztaková síla přičtena k viskózním úkazům a nastane smíšené proudění. Frekvence odtrhávání vírů může být v podstatě střídavá. Platí, že s rostoucím Strouhalovým číslem vzrůstá Grashofovo číslo. Nicméně, vírové odtrhávání může být také potlačeno. Tento proces je označován jako zhroucení Kármánovy vírové řady. Pro nepřilíš vysoké přivedené teplo může být vírová řada odchýlená, a rázem se 2D úplav mění na 3D. Z průběhu, všechny tyto smíšené účinky proudění závisí na Grashofu a Reynoldsovu číslu, rovněž na orientaci volného proudu s ohledem k vztlaku. Dle konstrukce může vztlak působit proti, paralelně nebo šikmě na volný proud. Různá kritéria pro takto popsaný proud se vyskytují v literatuře, ale všechny jsou založeny na poměru $\frac{Gr}{Re^s}$. Typická hodnota používaná pro exponent s je v rozsahu 1,8 až 3. Obvyklá hodnota se používá $s = 2$, kde poměr $\frac{Gr}{Re^2}$ se nazývá Richardsonovo číslo, Ri . Pro vzduch platí, že hodnota při které proud přechází do 3D proudění je při $Ri > 0,5$. Další kritéria

jsou zmíněna v práci Wanga a Dumochela. Ve skutečnosti maximální hodnota Ri v pracích Dumochela a Wanga, aby nenastal režim smíšeného proudění pro laminární odtrhávání vírů, byly oproti předpokládané hodnotě podstatně menší. A to kolem $Ri \leq 0,012$ respektive $0,02$ [2].

U paralelního odtrhávání víru je známo, že odtrhávání vírů z válečku je ovlivněno od tzv. koncového efektu, který souvisí s přechodem k šikmému odtrhávání vírů, a tak dochází k vnesení chyby do poměru mezi $St - Re$.

Kapitola 2

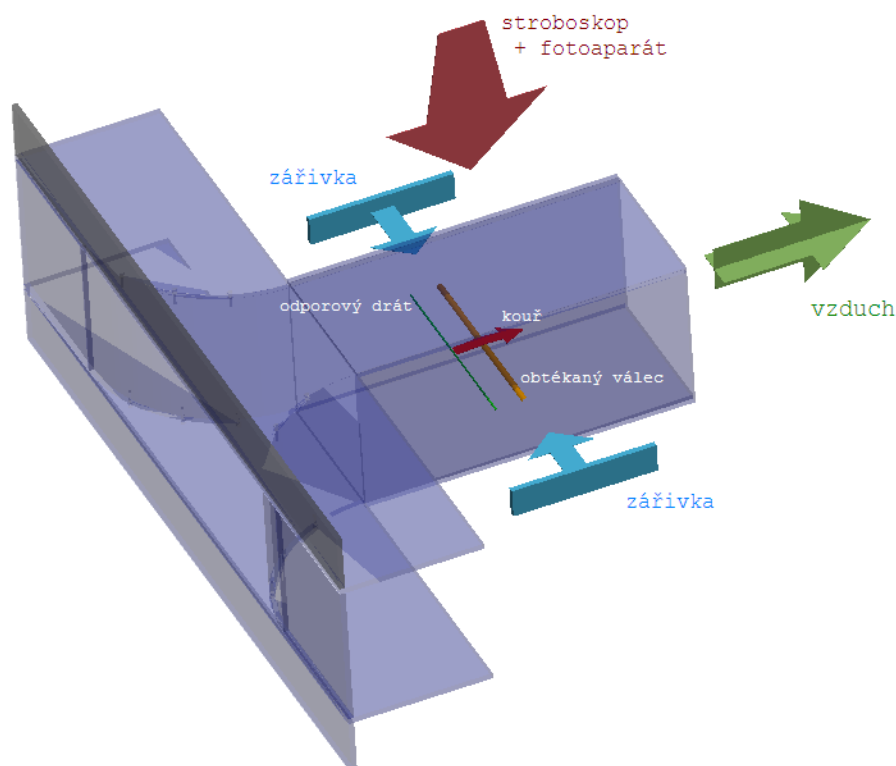
Metody vizualizace a měření:

2.1 Metoda "smoke wire":

Základní metoda pro hrubé určení směru struktur v proudu. Vlastní princip je velmi jednoduchý. Spočívá v odpařování a následné kondenzaci částecek oleje v proudu tekutiny. Velikost částecek kondenzovaného oleje je přibližně $1\ \mu m$ a tak ovlivnění proudu je zanedbatelné.

Hlavní částí je tedy odporový drátek potřený olejem. Při zahřátí dochází k jeho odpaření a následné kondenzaci v proudu tekutiny. Jako vhodný prostředek pro odpaření se bere čistý glycerínový olej, nebo tekutý parafín. Vlastní rychlost proudící tekutiny by se měla pohybovat v řádech jednotek $[\frac{m}{s}]$, z důvodu stíhání sycení proudu parami oleje a nepřekročení kritického Re_c . Po překročení Re_c by docházelo ke vzniku Karmánovy vírové řady již při obtékání odporového drátu. Celkové uspořádání, viz. obr. 2.1.

Doba kouře jde ovlivnit velikostí přivedeného elektrického proudu na odporový drát. Přivedu-li nízkou hodnotu proudu, pro danou konstrukci, kouř bude vznikat delší dobu ale s nižší intenzitou. [5]



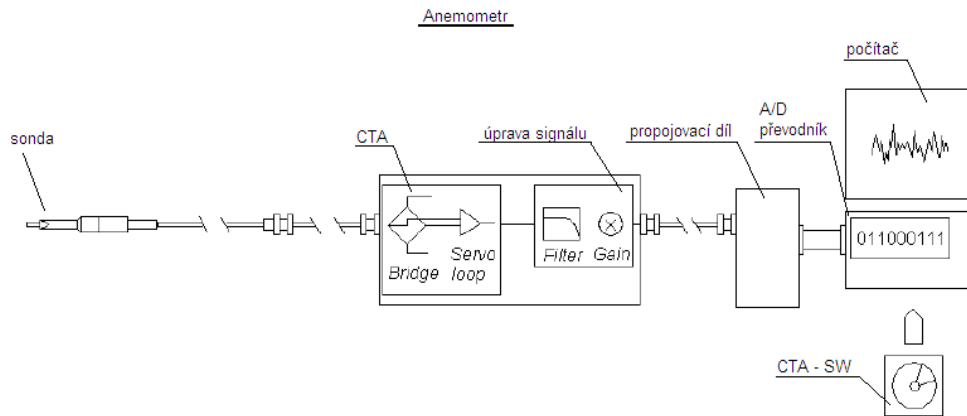
Obrázek 2.1: schéma uspořádání pro vizualizaci metodou "smoke wire":

2.2 Metoda CTA:

CTA je přístroj pro měření rychlosti v tekutinách a je obzvláště vhodný pro měření turbulentních fluktuací rychlostí proudění. Pracuje na základě konvekčního přenosu tepla ze zahřívaného čidla do okolní tekutiny, přičemž přestup tepla je primárně závislý na rychlosti tekutiny. Použitím velmi tenkých drátkových čidel umístěných v tekutině a elektroniky se zpětnovazební smyčkou je umožněno měření fluktuací rychlostí malého měřítka turbulence a vysokých frekvencí. Celkový měřicí řetězec je znázorněn na obr.2.2 [9].

Postup kalibrace rychlosti:

Kalibrace nalézá vztah mezi výstupem CTA a rychlostí proudění tím, že sondu

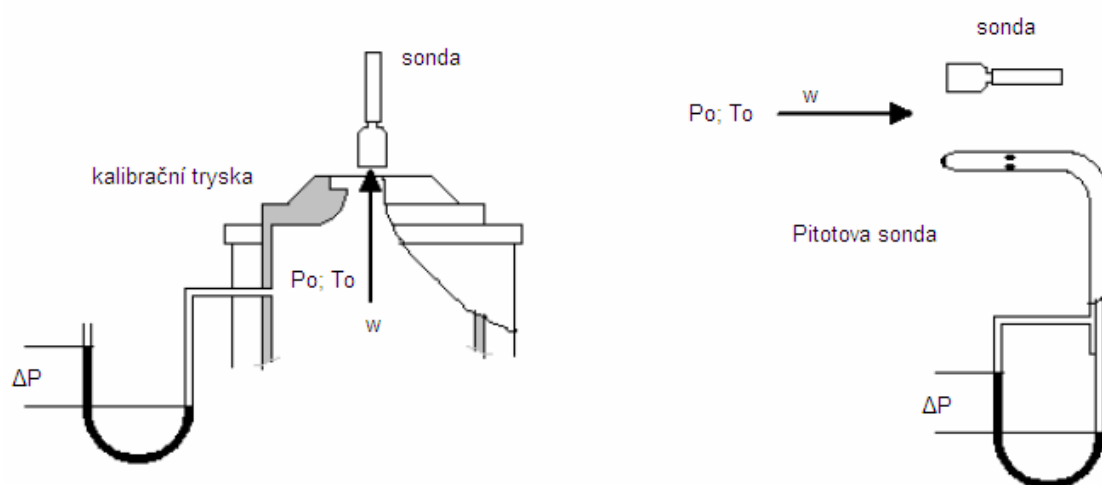


Obrázek 2.2: obecný měřicí řetězec CTA:

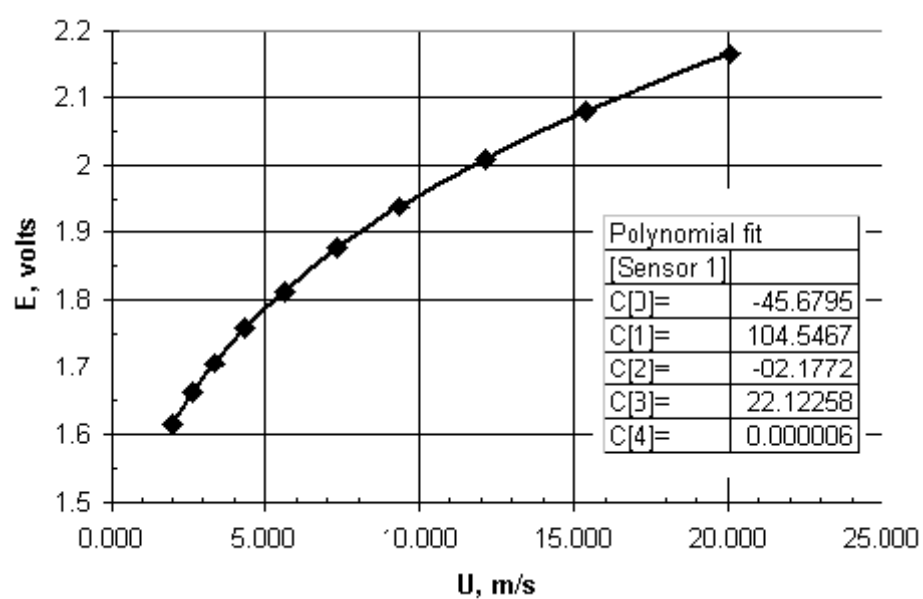
vystaví sérii známých rychlostí w , a přitom zaznamenává výstupní napětí E . Křivka proložená body 2.4 [9] pak představuje přenosovou funkci, která se pak používá pro převod dat z napětí na rychlost. Kalibraci lze provést buď jednoúčelovým kalibrátorem, nebo v aerodynamickém tunelu za současného použití Pitotovy sondy jako reference. Během kalibrace je nutné zaznamenávat i teplotu. Jestliže se teplota mezi kalibrací a měřením mění, je nutné korigovat CTA data za změny teploty.

Při kalibraci je nutné nastavit kalibrační rozsah rychlosti. Tj. minimální a maximální rychlost a počet kalibračních bodů v daném rozsahu. Dále je potřeba zvolit rozložení rychlosti, doporučuje se logaritmické rozložení. CTA software pak automaticky vytvoří přenosovou funkci z napětí E ve tvaru polynomu čtvrtého řádu dle rovnice 2.1. Výsledná kalibrační křivka, pro rozsah rychlostí mezi $2 \rightarrow 20 \left[\frac{m}{s} \right]$ a 10 kalibračních bodů, může pak následně vypadat např. obr.2.4 [9].

$$U = C_0 + C_1 E_{cor} + C_2 E_{cor}^2 + C_3 E_{cor}^3 + C_4 E_{cor}^4 \quad (2.1)$$



Obrázek 2.3: schéma uspořádání při kalibraci[9]:

Obrázek 2.4: přenosová funkce $E - U$:

Kapitola 3

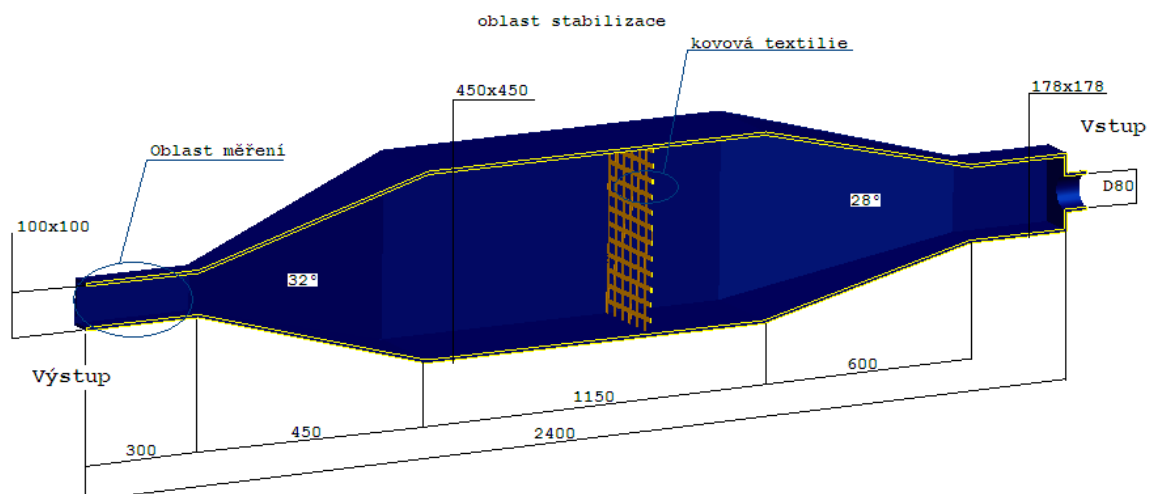
Návrh konstrukce experimentálního zařízení:

Cílem této kapitoly je navrhnout optimální geometrii experimentálního zařízení pro vyšetřování proudění za obtékaným tělesem. Předpokládaný rozsah Reynoldsova čísla je v rozmezí $Re = 30 \rightarrow 200$ a poměr teplot $\frac{T}{T_w} = 1 \rightarrow 1,8$, přičemž návrh zařízení byl prováděn pro hodnoty $Re = 200$ a $\frac{T}{T_w} = 1$. Obtékané těleso představuje válec o $\varnothing = 2mm$.

3.1 První návrh geometrie:

Původní návrh geometrie se skládal z difuzoru, stabilizačního tunelu a konfuzoru. Proudící médium bylo přiváděné z tlakového zásobníku do difuzoru. Do části stabilizačního tunelu byla vložena kovová textilie. To z důvodů navýšení tlakové ztráty a tím k rychlejšímu dosažení rovnoměrného rychlostního profilu.

Návrh tedy spočíval v namodelování již výše zmíněné geometrie, viz. obr.3.1. Návrh geometrie je prováděn v 2D jako poloviční model s tím, že daná plocha je rozdělena na 3 oblasti viz. obr.3.2. Toto rozdělení umožnilo optimální rozvržení

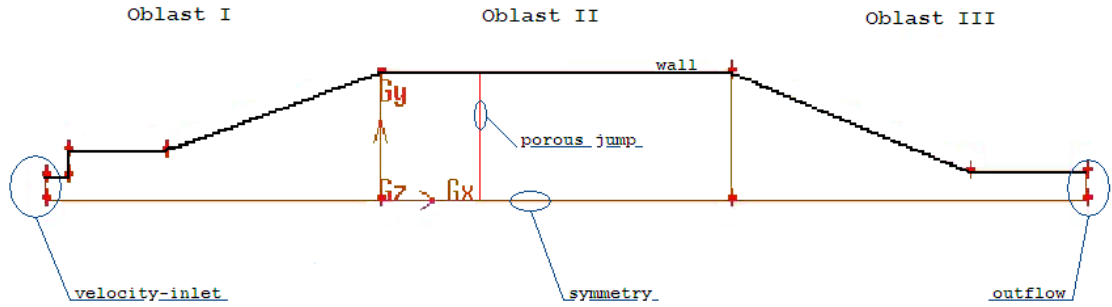


Obrázek 3.1: geometrie původního návrhu:

výpočetní síť. V oblasti označené jako *I* a *II* byla použita trojúhelníková síť o 44196 elementech, což představuje 77,13 % z celkového počtu elementů. V těchto oblastech je rozteč $\Delta x = 3mm$. V oblasti *III* je čtyřúhelníková síť o 13104 elementech, což činí zbylých 22,87 %. Rozteč této sítě je $\Delta x = 1,12mm$. Tedy celkový počet elementů je 57300 s 35919 uzly. Řešením geometrie ve 2D jsme převedli danou úlohu na rotační, avšak pro zjištění funkčnosti jednotlivých dílů v geometrii byly výsledky, z takto zjednodušené úlohy, zcela postačující.

Vlastní výpočet byl prováděn výpočetním modelem $k-\varepsilon$ - realizable – turb. model 2D – stacionární – implicitní – segregated. Pro zjednodušení je výpočet zprvu prováděn bez kovové textilie. V druhém kroku jsme již kovovou textilií do výpočtu uvažovali. Jako proudící medium je použit vzduch o hustotě $\rho = 1.225 \left[\frac{kg}{m^3} \right]$, kinematické viskozitě $\nu = 1.7894 \times 10^{-5} \left[\frac{kg}{ms} \right]$ a teplotě $T = 293K$. Inicializace probíhala z rychlosti $x = 0, y = 0$.

Před vlastním výpočtem je nutno ještě zadat vhodné okrajové podmínky, viz obr.3.2. Na ose resp. stěnách 2D modelu se objevuje podmínka *symmetry*, resp.



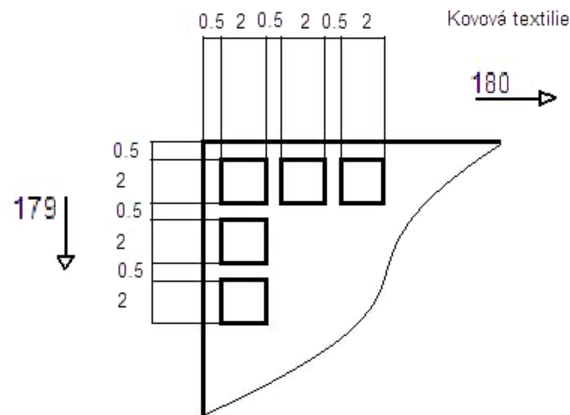
Obrázek 3.2: oblasti 2D modelu s okrajovými podmínkami:

wall. Výstup, *outflow*, byl jasně určen a to z podmínky rozsahu Reynoldsova čísla. Jak bylo výše řečeno, návrh zařízení byl prováděn pro max. hodnoty $Re = 200$. Z rovnice 1.4 vypočteme rychlost nenarušeného proudu v_∞ . V našem případě $v_\infty = 1,53 \left[\frac{m}{s} \right]$. Z této rychlosti jsme dostali potřebnou rychlost na vstup, *velocity-inlet*, a to $v_{vstup} = 3.048 \left[\frac{m}{s} \right]$. Kovovou textilií jsme zohlednili pomocí okrajové podmínky *porous_jump*. Tato okrajová podmínka je definována, mimo jiné, propustností *face permeability* a hodnotou *pressurejump-coefficient* C_{o2} . Hodnota *face permeability* je určena, dle obr. 3.3, jako celková volná plocha volené kovové textilie. V našem případě je hodnota $f_p = 0,1289[m^2]$

$$f_p = 0,002^2 \cdot 179 \cdot 180$$

$$f_p = 0,1289[m^2]$$

Dále je potřeba určit již výše zmíněný *pressurejump-coefficient* C_{o2} . Dle rovnice 3.1 je hodnota C_{o2} vypočtena na $C_{o2} = 17543,1 \left[\frac{kg}{m^3s} \right]$



Obrázek 3.3: kovová textilie:

$$\Delta p = C_{o2} \frac{1}{2} v_2^2 \quad (3.1)$$

$$C_{o2} = \frac{2\Delta p}{v_2^2}$$

$$C_{o2} = 17543,1 \left[\frac{kg}{m^3 s} \right]$$

,kde

- Δp ... představuje tlakový úbytek, volím $50 Pa$
- v_2 ... je rychlost v *II.* oblasti (stabilizační části)

hodnotu v_2 jsme vypočítali z rovnice kontinuity pro nestlačitelné proudění 3.2, tedy:

$$S_2 v_2 = S_1 v_1 \quad (3.2)$$

$$v_2 = \frac{S_1}{S_2} v_1$$

$$v_2 = 0,0755 \left[\frac{m}{s} \right]$$

, kde v_1 představuje výstupní rychlost.

V první fázi výpočtu jsme uvedenou kovovou textilií do výpočtu neuvažovali. Hrubý náhled na vektorové pole rychlosti pro řešený problém proudění v původním návrhu umožňuje obr. 3.4.

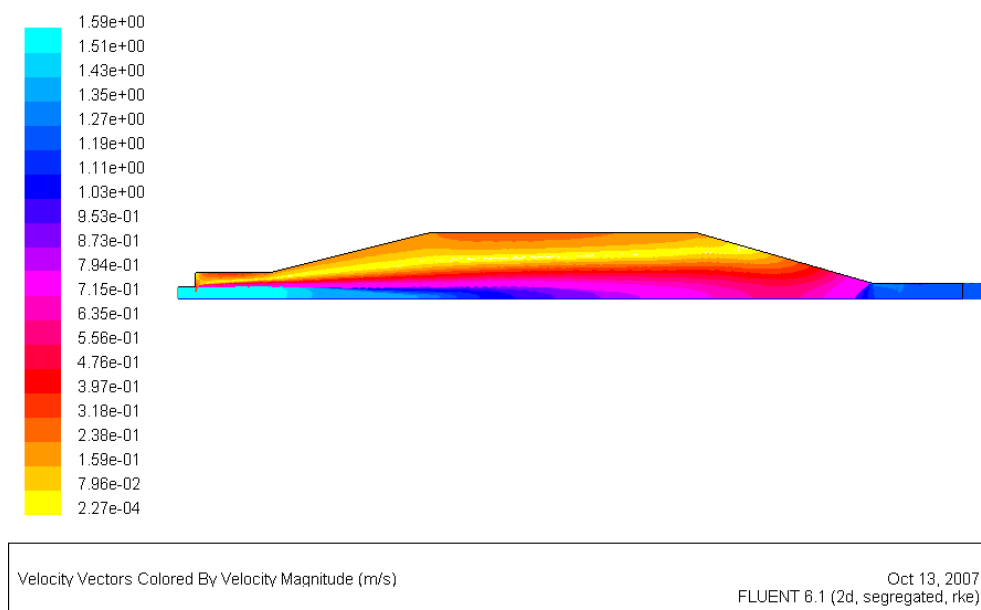
Poté jsme zkusili do výpočtu zahrnout kovovou textilií definovanou hodnotami *pressurejump* a *face permeability*, viz. výše. Opět obecný pohled na děj vzniklý v navrhované geometrii přidáním odporu ve formě kovové textilie je na obr. 3.5

3.2 Shrnutí poznatků prvního návrhu:

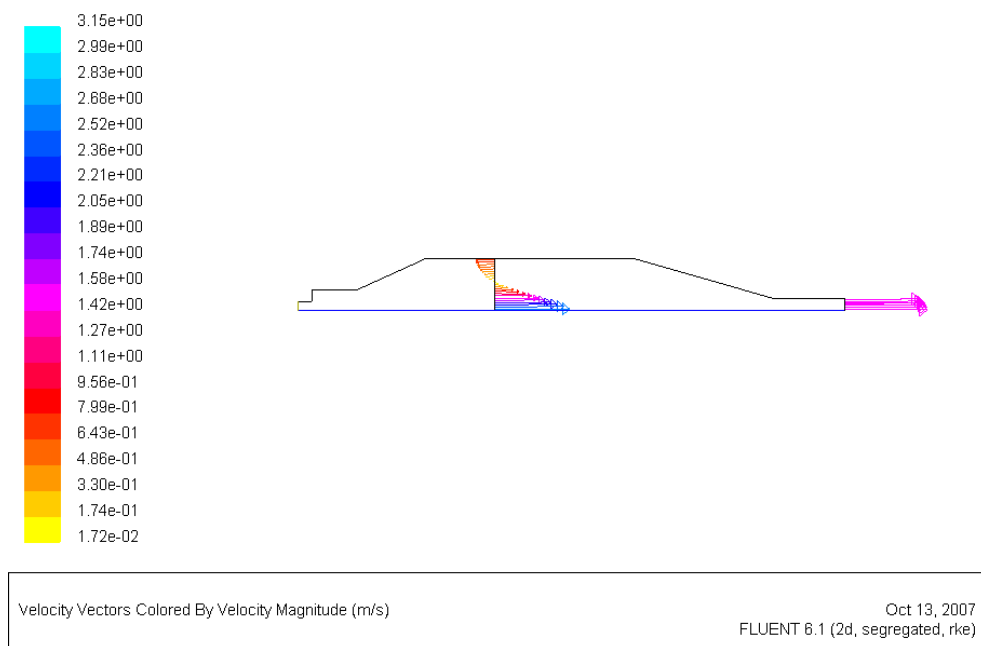
Z výsledků simulace tunelu je patrné, že zvolená geometrie není vhodná. Vstupní část geometrie je ovlivněna konstrukčními možnostmi. A právě u vstupu dochází k odtržení hlavního proudu, a tím následný difuzor ztrácí svůj význam, viz. obr. 3.6. Po přidání kovové textilie, je z obr. 3.7 patrné, že dochází ještě k zhoršení nechtěného efektu a to, že se tvoří ještě silnější zpětný proud. Zpětný proud vzniká při dopadu proudu vzduchu na zužující se část tunelu, viz. obr. 3.8.

Řešením takto vzniklých problémů by zajisté bylo snížit úhly konfuzoru a difuzoru z původních 32° resp. 28° na max 12° resp. 16° . Což by ovšem vedlo k výraznému prodloužení, už tak dost dlouhé, konstrukce. Další možnost by spočívala ve vložení kovové textilie s menšími oky, popř. odstupňovat kovovou textilií dle propustnosti a to po vhodných rozestupech více za sebou. Snahou by mělo být vložit textilií co nejbližší ke zdroji proudu. Toto by opět vedlo k prodloužení části tunelu. Případně kombinace úpravy geometrie a vkládání kovových textilií.

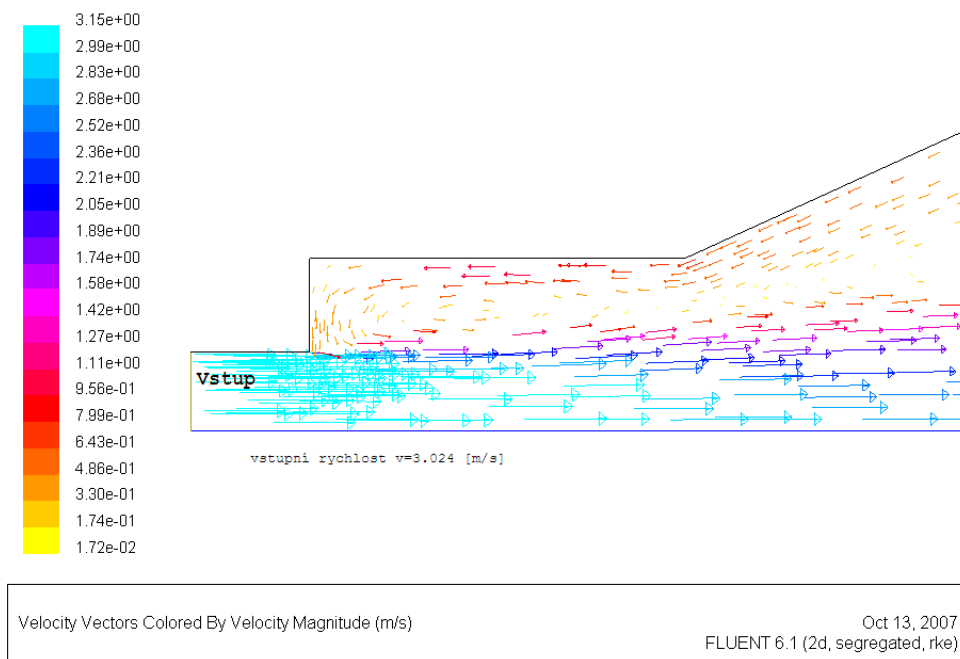
Těmito zásahy do geometrie by zajisté došlo ke zlepšení rozložení rychlostního pole, ale též k výraznému prodloužení celkové konstrukce a proto jsme od tohoto návrhu upustili.



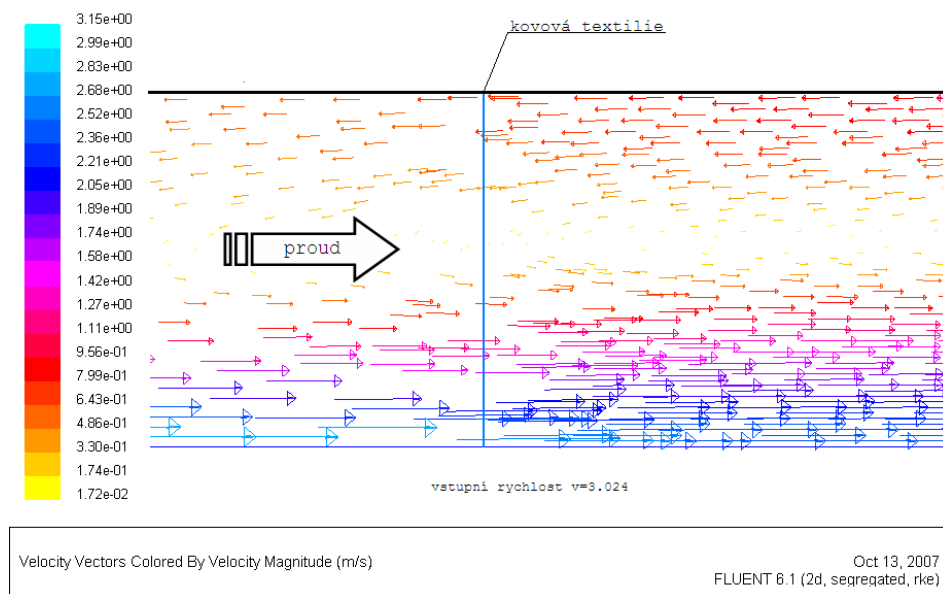
Obrázek 3.4: vektorové pole proudu bez kovové textilie:



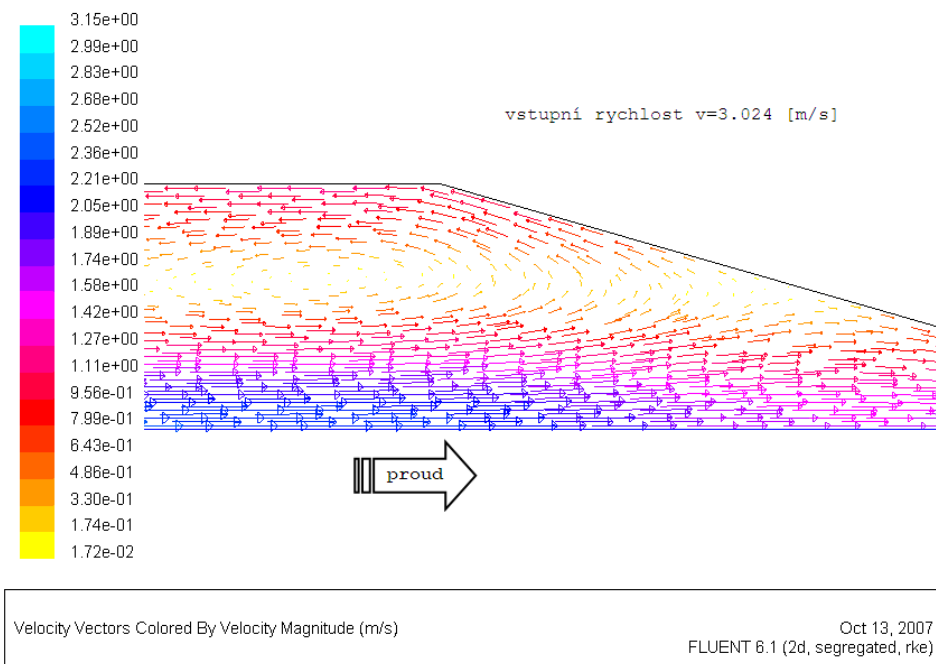
Obrázek 3.5: vektorové pole proudu s kovovou textilií:



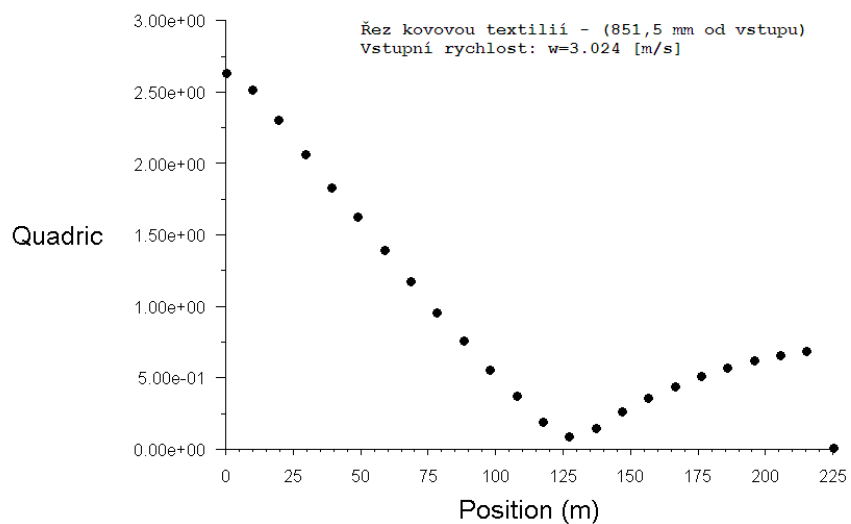
Obrázek 3.6: vektorové pole ve vstupní části:



Obrázek 3.7: vektorové pole v okolí kovové textilie:

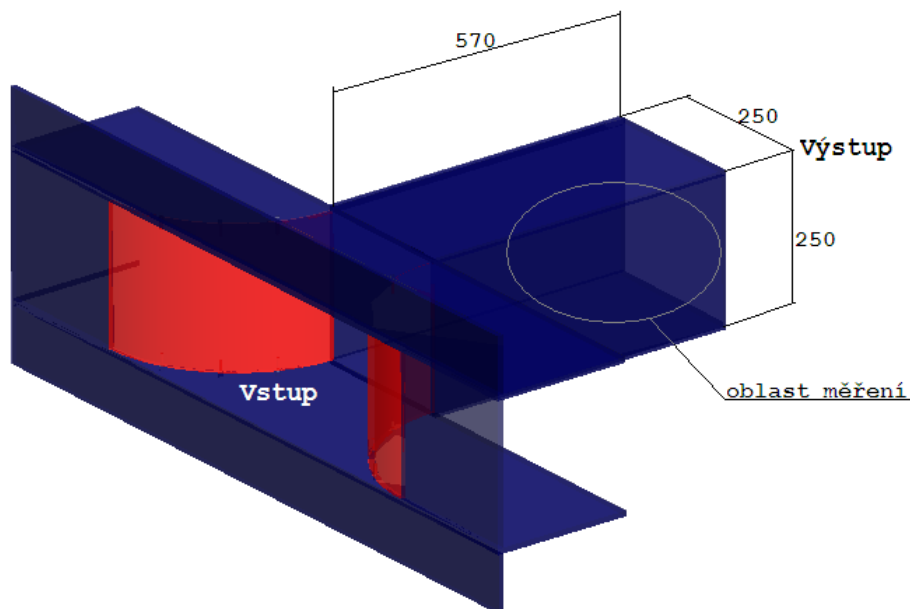


Obrázek 3.8: vektorové pole v oblasti zúžení:



Obrázek 3.9: rozložení rychlostí v řezu kovové textilie:

3.3 Druhý návrh geometrie:



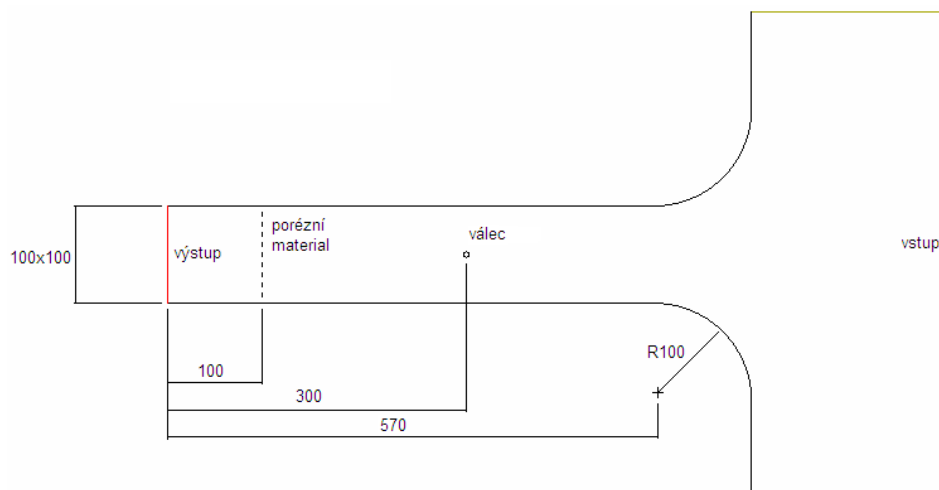
Obrázek 3.10: konečná geometrie druhého návrhu:

Při druhém návrhu geometrie jsme zvolili opačný přístup, a to, že proudící medium bude nasáváno. Navrhli jsem tedy danou geometrii tak, viz. obr. 3.10, že vstupující část tvoří dva oblouky, které usměrňují proud vzduchu do měřicího kanálu. Zaoblení, v místě připojení na měřicí kanál, by mělo být mírně přetažené, aby se v nabíhajícím proudu odstranilo víření. Avšak pro naše rychlosti můžeme geometrii zjednodušit na prosté oblouky. Délku kanálu volím takovou, aby nedocházelo k ovlivnění vlastního měření. Tedy, aby vzdálenost před, resp. za obtékaným válcem, volím 100 – 150, resp. 100 průměrů.

První simulace ukázali vhodnost této geometrie a tak, pro zjištění optimálního tvaru, jsem jí rozpracoval do několika variant.

3.3.1 Varianta I:

V první variantě jsme uvažovali výstupní průřez 100×100 [mm] a poloměr dýzy $R_D = 100$ [mm], viz. obr. 3.11. V návrhu se počítá s místem pro porézní materiál, avšak do vlastní simulace ji neuvažujeme. Vlastní porézní materiál bychom použili jen v případě, pokud by vlastní měření mělo být ovlivněno výstupní částí.



Obrázek 3.11: varianta I:

Návrh geometrie byl simulován ve 2D jako jediná oblast. V této oblasti jsme použili trojúhelníkovou síť s roztečí $\Delta x = 0,005$ mm. Tedy celkový počet elementů je 14932 s 7719 uzly.

Vlastní výpočet byl prováděn výpočetním modelem $k-\varepsilon$ - realizable – turb. model 2D – stacionární – implicitní – segregated. Jako proudící medium je použit vzduch o hustotě $\rho = 1.225$ [$\frac{kg}{m^3}$], kinematické viskozitě $\nu = 1.53 \times 10^{-5}$ [$\frac{kg}{ms}$] a teplotě $T = 293K$. Inicializace probíhala z rychlosti $x = 0, y = 0$ a z tlaku $p = 100990$ [pa]

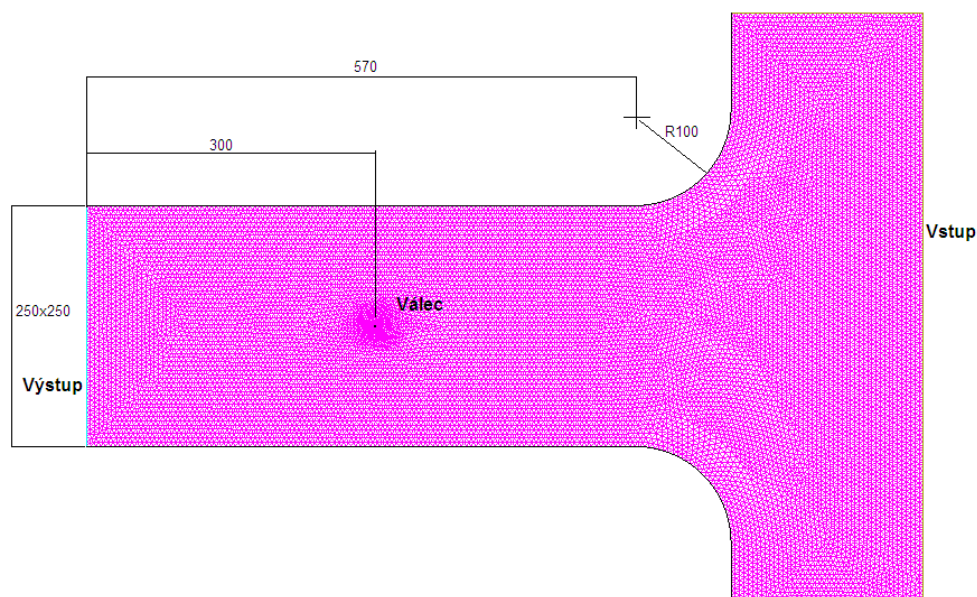
Na vstup a výstup jsme volili tlakově zadávané okrajové podmínky. Vstupní tlak jsme zvolili. Na výstupní tlak jsme přišli metodou pokus omyl tak, abychom dosáhli vhodný tlakový spád a tím potřebnou rychlost v oblasti měření, viz. obr.

3.11. Tedy pro vstup, *pressure-inlet*, je $p = 101000[pa]$ a výstup, *pressure-outlet*, $p = 100997[pa]$. Na okolních stěnách je pak podmínka *wall*.

3.3.2 Varianta II:

Další varianta spočívala ve zvětšení výstupního průřezu, při zachování poloměru všech ostatních rozměrů. Za určující rozměr mající vliv na proudění bereme poloměr dýzy R , který necháváme shodný s variantou I.

Zkoušená geometrie byla opět navrhována ve 2D jako jediná oblast. V oblasti jsme použili trojúhelníkovou síť s roztečí $\Delta x = 0,005mm$. Tedy celkový počet elementů je 27958 s 14276 uzly. Na obrázku 3.12 je celkový náhled na geometrii této varianty.



Obrázek 3.12: varianta II:

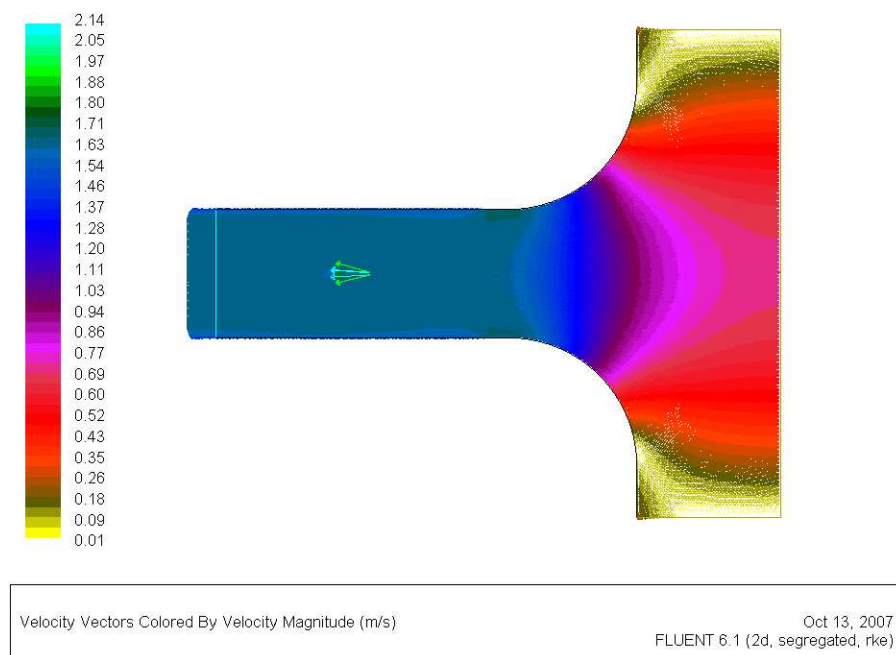
Výpočet byl opět prováděn výpočetním modelem $k-\varepsilon$ - realizable – turb. model 2D – stacionární – implicitní – segregated. Jako proudící medium je použit vzduch

o hustotě $\rho = 1.225 \left[\frac{kg}{m^3} \right]$, kinematické viskozitě $\nu = 1.53 \times 10^{-5} \left[\frac{kg}{m \cdot s} \right]$ a teplotě $T = 293K$. Inicializace probíhala z rychlosti $x = 0, y = 0$ a z tlaku $p = 0[pa]$

Okrajové podmínky pro vstup, *pressure – inlet*, je $p = 101000[pa]$ a výstup, *pressure – outlet*, $p = 100997[pa]$. Na okolních stěnách je pak podmínka *wall*.

3.3.3 Varianta III:

Ve variantě II docházelo při náběhu proudu do zaoblení k odtržení proudu. Při tomto jevu bychom potřebovali delší tunel, aby měl proud dostatek času na ustálení a zrovnoměnění rychlostního profilu. Proto ve variantě III jsme zkusili zvětšit poloměr zaoblení, při zachování předchozí geometrie. Hrubý náhled na vektorové rychlostní pole, v upravené geometrii, umožňuje obr. 3.13.



Obrázek 3.13: varianta III:

Výpočet byl opět prováděn výpočetním modelem $k-\varepsilon$ - realizable – turb. model 2D – stacionární – implicitní – segregated. Jako proudící medium je použit vzduch

o hustotě $\rho = 1.225 \left[\frac{kg}{m^3} \right]$, kinematické viskozitě $\nu = 1.53 \times 10^{-5} \left[\frac{kg}{ms} \right]$ a teplotě $T = 293K$. Inicializace probíhala z rychlosti $x = 0, y = 0$ a z tlaku $p = 0[pa]$

Okrajové podmínky pro vstup, *pressure – inlet*, je $p = 101000[pa]$ a výstup, *pressure – outlet*, $p = 100998[pa]$. Na okolních stěnách je pak podmínka *wall*.

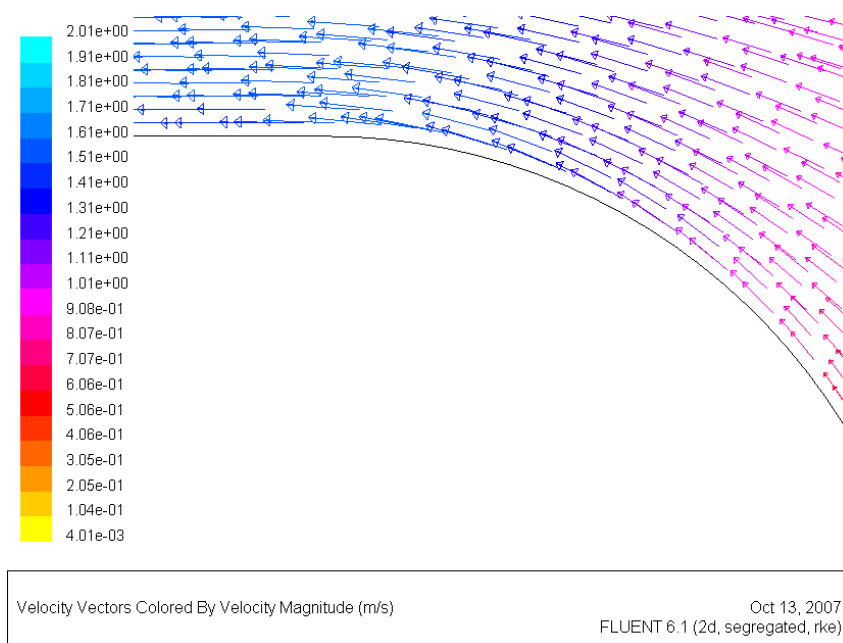
3.4 Shrnutí poznatků druhého návrhu:

Jako vzdálenost pro porovnání rychlostního profilu volíme $0,4[m]$ od výstupní hrany. Tedy $0.099[m]$ před měřeným válcem.

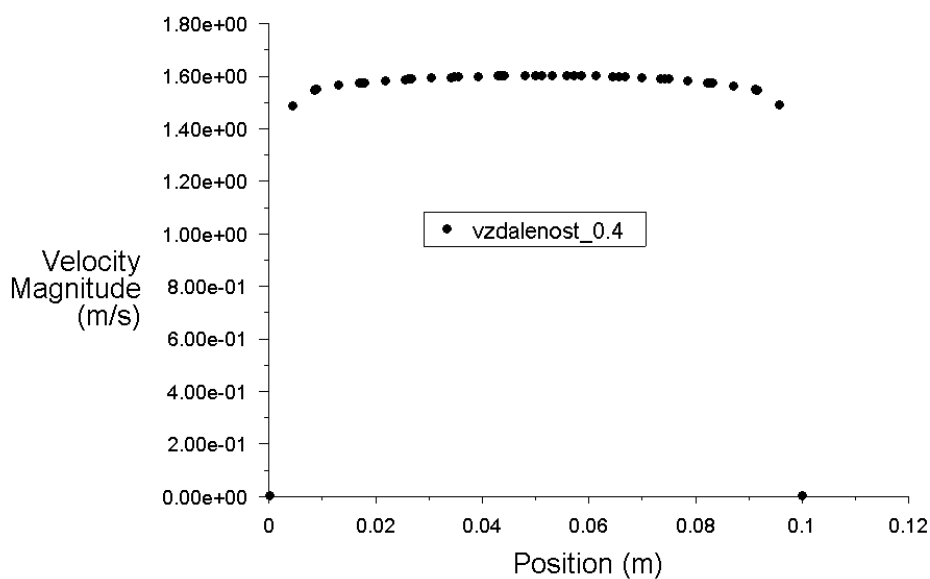
Varianta I: z výsledků je zřejmé, že pokud není z konstrukčních důvodů potřebný výstupní průřez $250 \times 250 [mm]$ a zohledňoval by se jen rychlostní profil v porovnávací vzdálenosti, byla by tato konstrukce dostačující. Pro daný výstupní průřez, tedy průtočné množství, postačuje poloměr dýzy $R = 100 [mm]$. Viz. obr. 3.14, 3.15.

Varianta II: u této varianty dochází, při náběhu proudu, k odtržení od zaoblení, obr. 3.16. To se samozřejmě projeví do rychlostního profilu, uvažovaného v porovnávací vzdálenosti. Takto ovlivněné proudění nemá tak rovnoměrný rychlostní profil jako u varianty I a III, obr. 3.17, resp. gradient rychlosti směrem ke středu tunelu je větší jak u zmíněných variant.

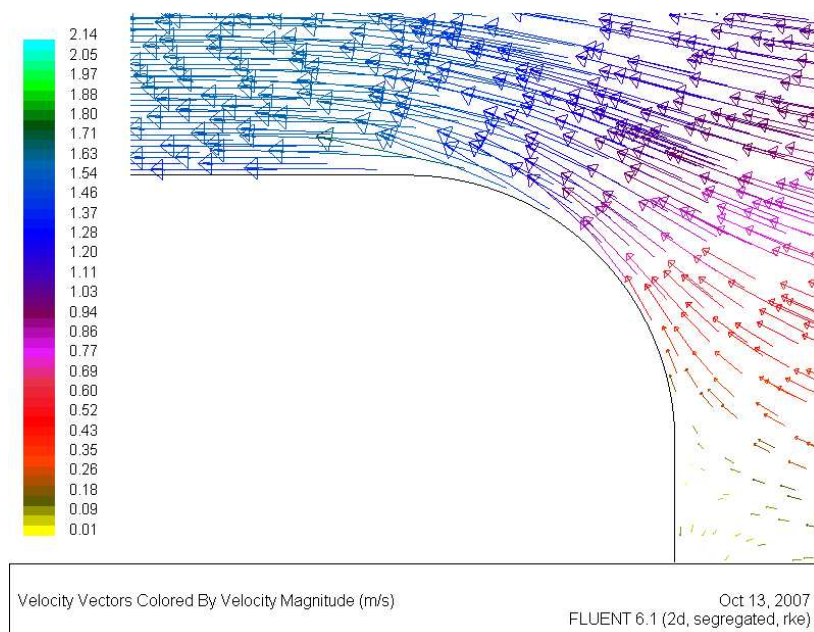
Varianta III: Nejvhodnější se však zdá být výstupní profil $250 \times 250 [mm]$ s poloměrem zaoblení dýzy $250[mm]$. Rychlostní profil, ve vzdálenosti $0,4[m]$ od výstupní hrany, je zcela vyvinutý. Dle obr. 3.18, 3.19.



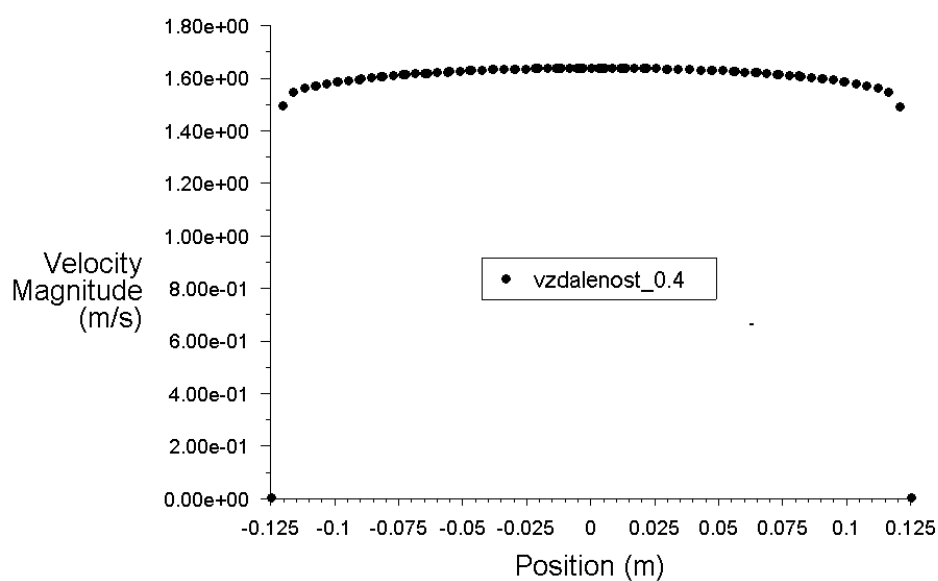
Obrázek 3.14: vektorové rychlostní pole ve vstupní části - Varianta I:



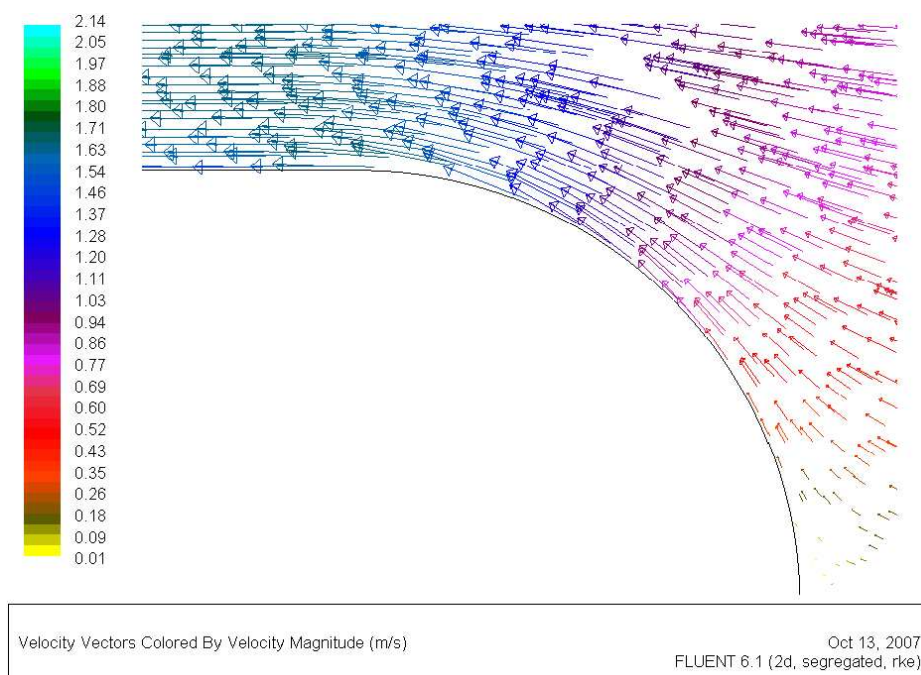
Obrázek 3.15: rychlostní profil v porovnávací vzdálenosti - Varianta I:



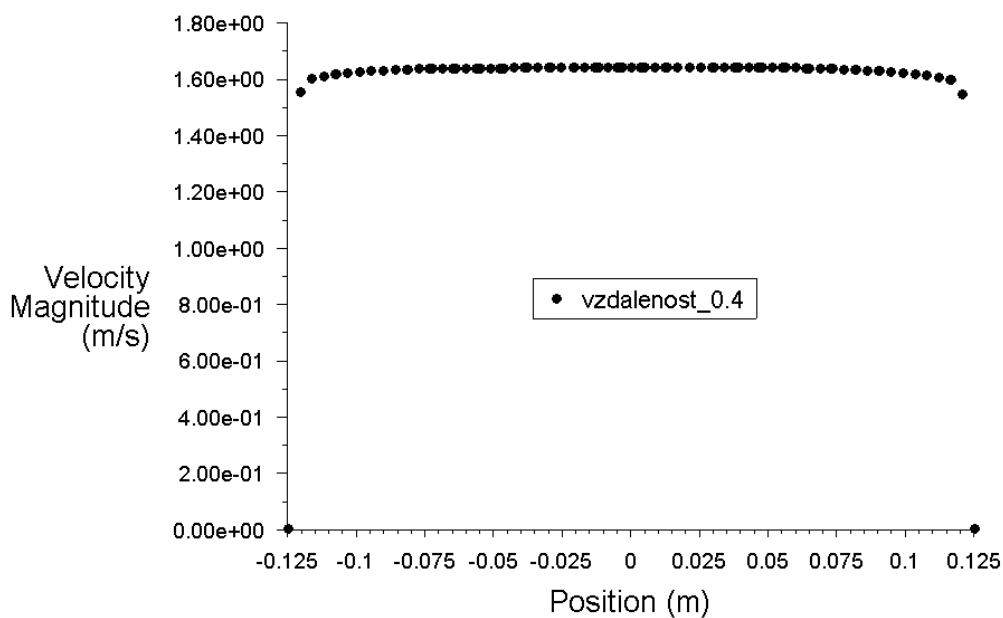
Obrázek 3.16: vektorové rychlostní pole ve vstupní části - Varianta II:



Obrázek 3.17: rychlostní profil v porovnávací vzdálenosti - Varianta II:



Obrázek 3.18: vektorové rychlostní pole ve vstupní části - Varianta III:



Obrázek 3.19: rychlostní profil v porovnávací vzdálenosti - Varianta III:

Kapitola 4

Experiment:

4.1 Měření na kalibrační jednotce:

4.1.1 Uspořádání experimentu:

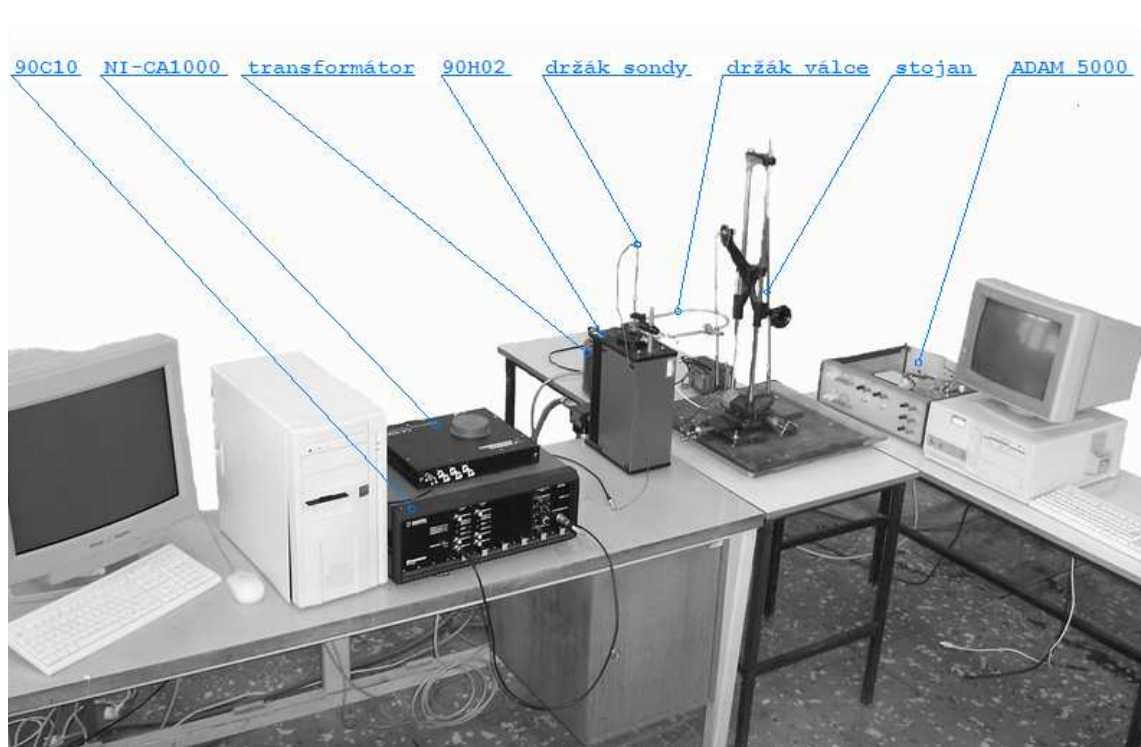
Jako první měření jsme prováděli pro případ, kdy proud vzduchu byl tvořen vlastní kalibrační jednotkou DANTEC FlowUnit 90H02. Celý experiment se skládal řekněme z dvou okruhů. Pojmenujme je anemometrický, resp. experimentální.

Anemometrický okruh se skládal z drátkové sondy, typ 55P11, přímého držáku sondy, 55H20. Propojovací kabel mezi sondou a modulem DANTEC-90C10 má 4m a je opatřen BNC konektory. Dále z A/D převodníku, NI-CA1000, který byl propojen s modulem DANTEC-90C10 a s výstupem do počítače, PCI-MIO-16E-1, kde vyhodnocení a grafické znázornění výsledků umožňuje programové vybavení firmy Dantec-StreamWare.

Experimentální okruh byl tvořen z držáku obtékaného válce, který byl uchycen do stojanu umožňující traverzování ve vertikálním směru. Dále z autotransformátoru zajišťující žhavení obtékaného válce a centrální měřicí stanici ADAM 5000, s teplotním čítačem ADAM 5018 (podmodul dávající signál), pro měření teploty žhavení

obtékaného drátku.

Celkové uspořádání je na obr. 4.1 [4]

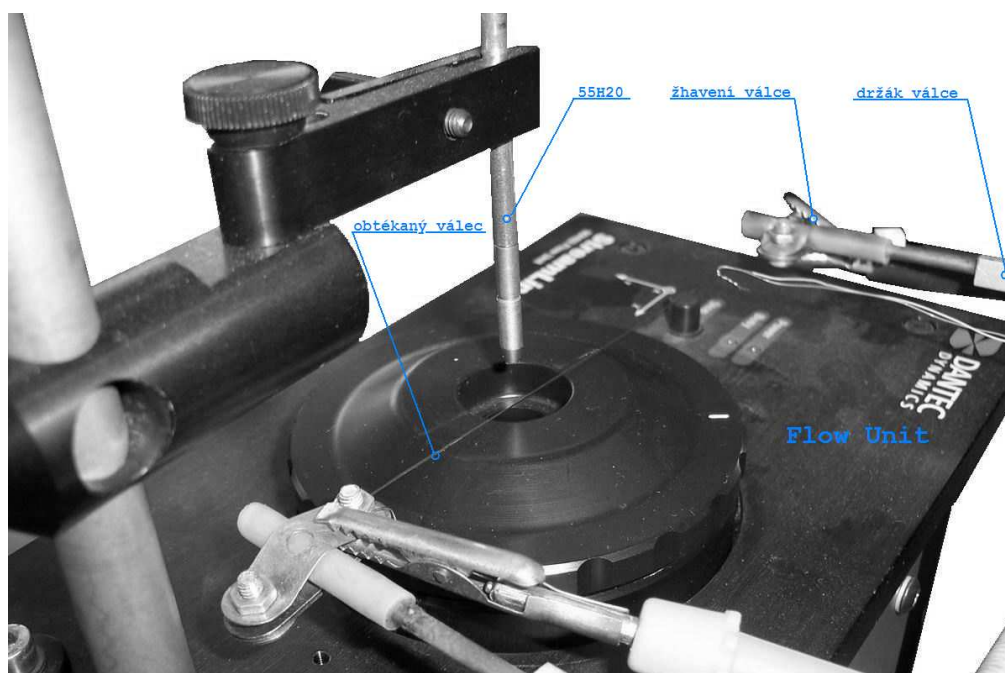


Obrázek 4.1: Měření na kalibrační jednotce:

4.1.2 Podmínky měření:

Kalibrace sondy byla prováděná ve vertikální poloze držáku sondy. Uspořádání je vyobrazeno na obr. 4.2, s tím rozdílem, že kalibrace se provádí bez obtékaného válce. Tedy vlastní kalibrace byla prováděná zařízením DANTEC Flow Unit 90H02 pro rozsah rychlostí 0,1 až 4 $[\frac{m}{s}]$.

Pro přesné měření rychlosti je nezbytná stabilita můstku. Proto je signál, jdoucí z sondy přes CTA můstek, sledován na osciloskopu. Tento signál interpretuje odezvu CTA můstku na square wave test. Takto zjištěnou odezvu na čtvercový signál up-

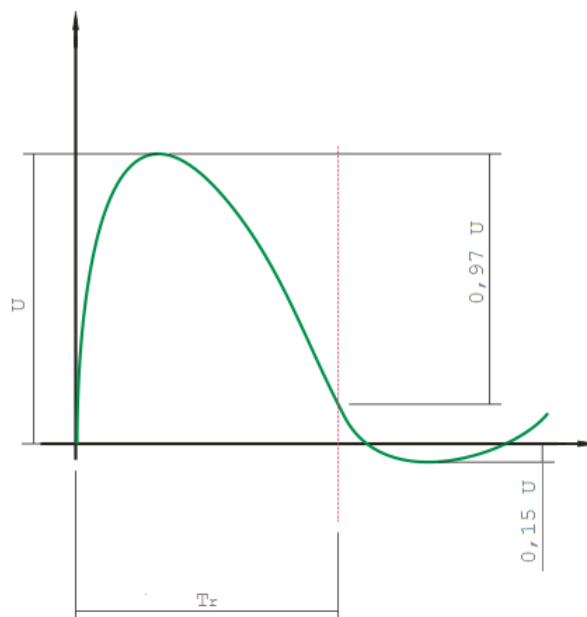


Obrázek 4.2: detail uspořádání při měření:

ravíme tak, aby bylo dosaženo optimální odezvy, viz obr. 4.3. Doba T_r je doba, za kterou se můstek dostane do rovnováhy. Z této hodnoty je pak počítán horní frekvenční limit. Dále je výstupní signál upraven pomocí zesílení a offsetu. Nastavení odporu v tabulce "set overheat" ,obr. 4.4, jsem volil manuální, kde kalibrace "cable + support" vyžaduje použití zkratovací sondy, jenž je vyobrazena na obr. 4.5.

Vlastní měření jsme prováděli pro sledovaný rozsah $Re = 40 \div 80 [-]$ (oblast přeměny symetrického stacionárního úplavu na Kármánovu vírovou řadu) a pro teploty 23°C , 50°C , 100°C , 150°C , 200°C a 250°C . Vzorkovací frekvenci jsme nastavili $4000 [\text{Hz}]$ při odběru 16 384 vzorků.

Sonda byla umístěna 10 průměrů, po směru proudícího vzduchu, za žhavený válec. Což, pro náš případ odpovídalo 4 mm. Stlačený vzduch byl brán z místní tlakové nádoby. Teplota tohoto vzduchu byla měřena v kalibrační jednotce. Teplota tohoto vzduchu se lišila od teploty okolního prostředí.



Obrázek 4.3: optimální odezva na čtvercový signál:

Set Overheat - [Probe: 55P11]

Parameters	Sensor 1:	Sensor 2:	Sensor 3:	Unit
Total resistance:	5.608			ohms
Leads resistance:	0.500			ohms
Cable + support res.:	1.694			ohms
Sensor cold res.:	3.414			ohms
Ref. temp.:	25.00			°C
Overheat ratio:	0.80			
Over-temperature:	233			°C

CTA Output (via controller)

Bridge top voltages: 0 Volts

Ambient temp.: °C

CTA

☐ Operate ☒ Stand by

Hardware Setup

1:20 ratio, 20 ohms top res.

☒ Manual

Total resistance

Cable + support

Set decade

Auto balance

Ambient Temperature

☐ System ☐ External probe ☒ User input:

25 °C

Close Cancel

Obrázek 4.4: set overheat:

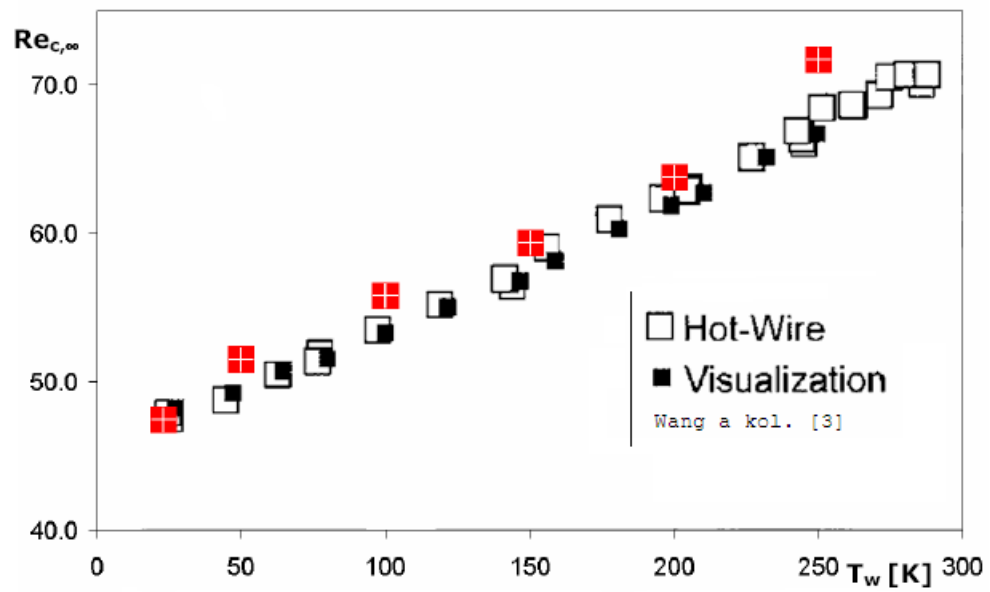
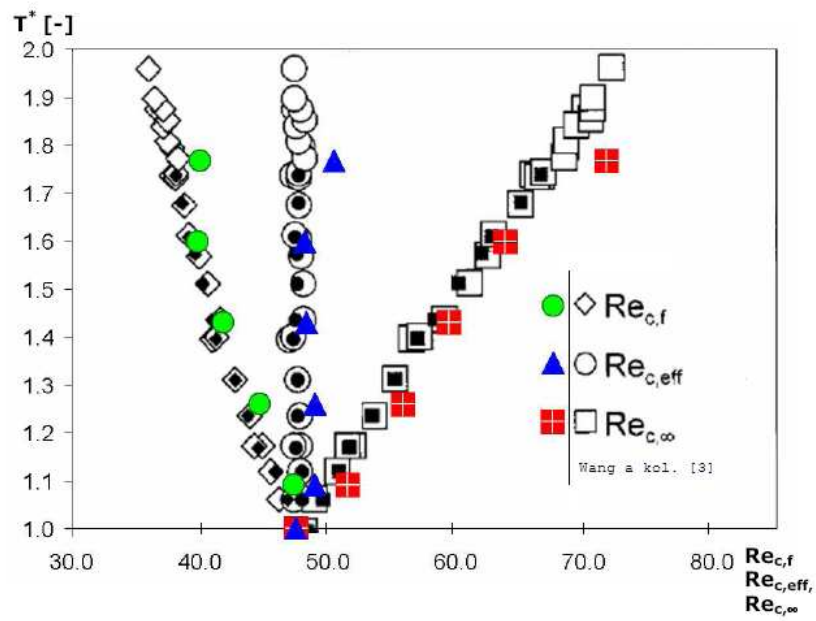


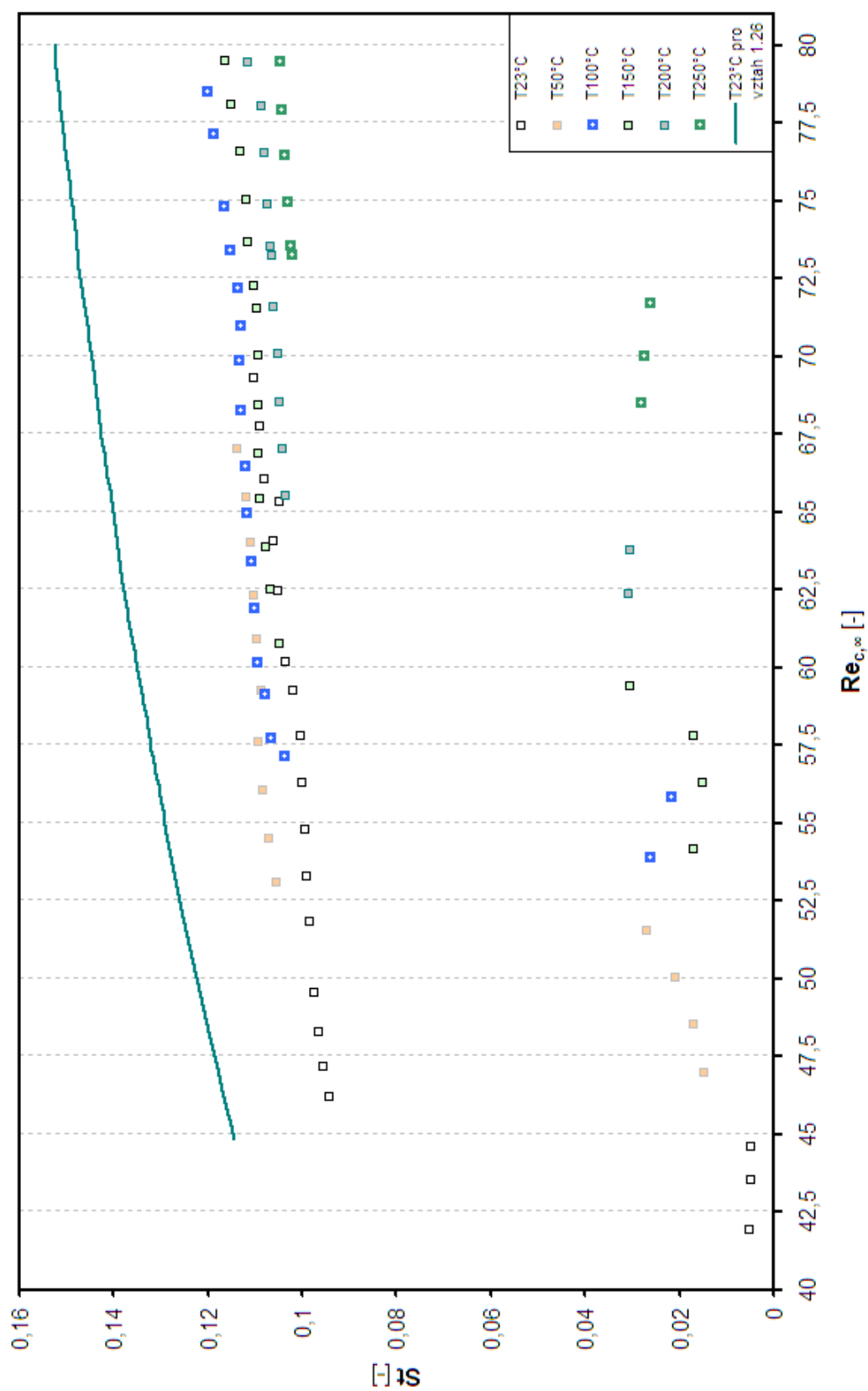
Obrázek 4.5: zkratovací sonda:

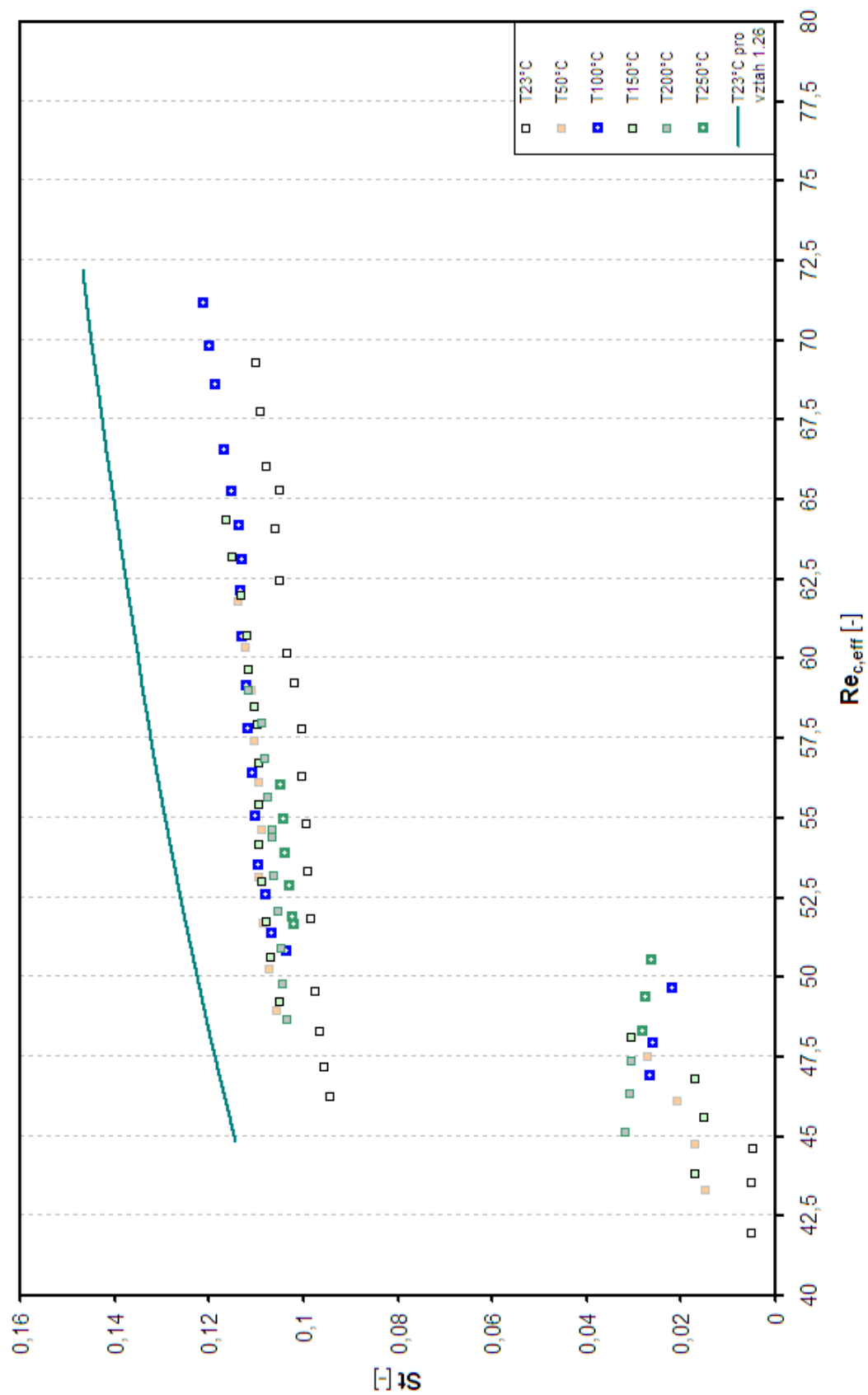
4.1.3 Závěr z měření na kalibrační jednotce:

Cílem bylo naměřit a určit hodnoty kritického Reynoldsova čísla, jakožto funkci teploty obtékaného válce. Naše výsledky se dobře shodují s výsledky publikovanými v práci Wang a kol. [3]. Na obr. 4.6 jsou porovnány námi naměřené hodnoty kritického Reynoldsova čísla s hodnotami naměřenými Wang a kol. [3]. Při měření intenzita turbulence nepřekročila hranici 1 %.

Hodnota $c = 0,28$, ve vztahu pro výpočet efektivní teploty, se zdá být hodnotou správnou při určování efektivního Reynoldsova čísla. Přece jen malý rozdíl ve výsledcích může být způsoben tím, že takovéto uspořádání experimentu neumožňuje zabránění tzv. koncového efektu, který souvisí s přechodem k šikmému odtrhávání vírů, příp. k smíšenému proudění, a tím vnesení chyby do poměru $Re - St$. Toto by měla odstranit nově navržená geometrie tunelu.

Obrázek 4.6: porovnání výsledků: vliv T_w na $Re_{c,\infty}$ [4]:Obrázek 4.7: porovnání výsledků: vliv T^* na Re_c [4]:

Obrázek 4.8: naměřená závislost $Re_{c,\infty}$ - St :

Obrázek 4.9: naměřená závislost $Re_{c,eff}$ - St :

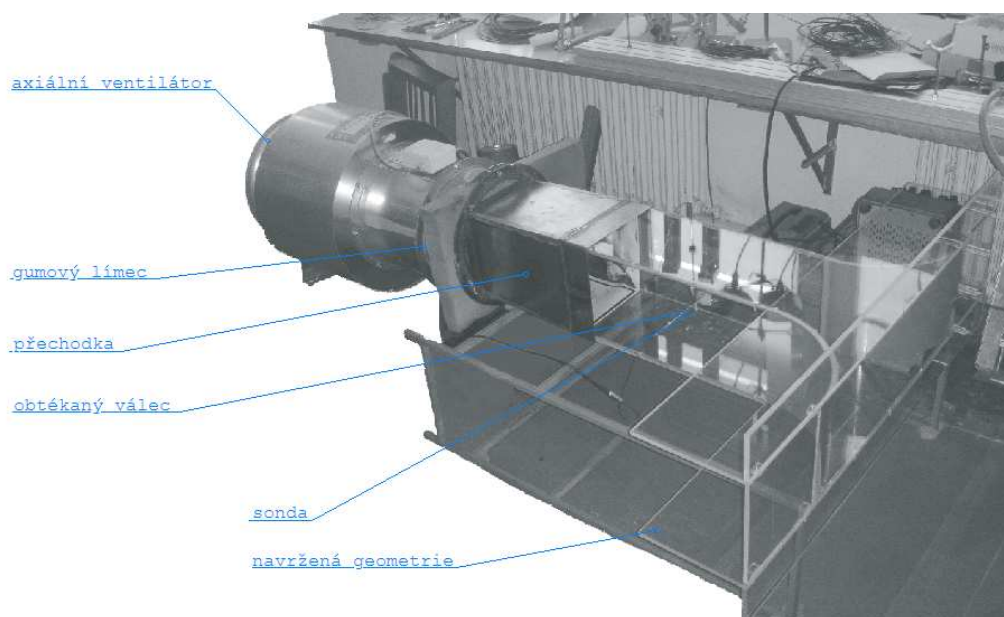
4.2 Měření na navržené geometrii:

4.2.1 Uspořádání experimentu:

K navržené geometrii, viz obr. 3.10, se pro nasávání vzduchu použil axiální ventilátor od výrobce Helios, typu: HRFD 355/2 TK s tlumičem hluku. Tento ventilátor má při 50 Hz 2650 $[\frac{1}{min}]$. Potřebný příkon činí 0,88[kW]. Průtok byl ovládán změnou otáček ventilátoru a to frekvenčním měničem. Napojení ventilátoru na model bylo pomocí přechodky. Pro omezení přenosu vibrací byl ventilátor a model umístěn každý na jiné konstrukci, spojený gumovým límcem a již výše mezi zmíněnou přechodkou. Mezi přechodku a gumový límec byl stisknut molitanový polštář, mající snížit rušení vzniklé od lopatek.

Do měřicího prostoru, viz obr. 3.11, tedy 300 mm od výstupní hrany, byl umístěn válec o $\varnothing 2,5$ mm. Vertikálně za průmět osy měřeného válce, po směru proudu, byly vyvrtané dva otvory ve vzdálenosti 4x a 8x průměrů měřeného válce. Tyto otvory mají umožnit vložení měřicí sondy do proudu vzduchu. Další 3 otvory byly vyvrtané do bočnic vodorovně s osou měřeného válce a to ve vzdálenostech 50, 100, 150 mm před měřeným válcem. Tyto otvory byly osazeny keramickými kroužky o vnitřním $\varnothing 1$ mm. Tyto otvory slouží k zavedení tenkého odporového drátku potřebného pro vizualizaci proudění metodou "smoke wire".

Měření mělo být prováděno i pro neizotermní případ. Pro tento účel bylo nutno vložit do otvorů, pro obtékaný válec, taktéž keramické kroužky, aby nedocházelo k tavení vlastního plexiskla. K žhavení obtékaného válce byl použit transformátor. Měření teploty obtékaného válce obstarávala centrální měřicí jednotka ADAM 5000. Celkový náhled na experiment na obr. 4.10.

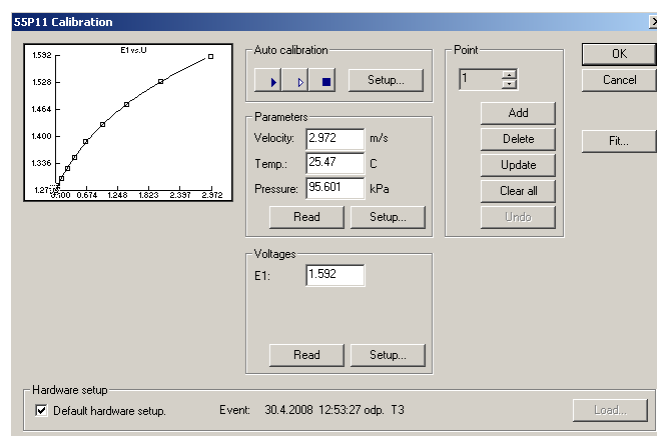


Obrázek 4.10: celkový náhled na experiment:

4.2.2 Podmínky měření:

Opět celý experiment můžeme rozdělit na dva okruhy. Zachováme-li názvy, tak anemometrický okruh se skládal z drátkové sondy, typ 55P11, přímého držáku sondy, 55H20. Propojovací kabel mezi sondou a modulem DANTEC-90C10 je 4 m dlouhý a je opatřen BNC konektory. Dále z A/D převodníku, NI-CA1000, který byl propojen s modulem DANTEC-90C10 a s výstupem do počítače, PCI-MIO-16E-1, kde vyhodnocení a grafické znázornění výsledků zajišťuje programové vybavení počítače od firmy Dantec - StreamWare.

Experimentální okruh byl tvořen obtékaným válcem, který byl uchycen do otvorů v bočnicích, jenž byly opatřeny, již výše zmíněnými, keramickými kroužky. Takto uchycený drát byl osazen dvěma koncovými válečky. Pro neizotermní případ navíc z transformátoru zajišťující zhavení obtékaného válce a centrální měřicí stanici ADAM 5000, s teplotním čítačem ADAM 5018 (podmodul dávající signál), pro měření



Obrázek 4.11: kalibrační křivka:

teploty žhavení obtékaného drátku. Dale také z odporového drátku o $\varnothing 0,4$ až 1 [mm] který je využíván při vizualizační metodě "smoke wire".

Opět platí, že pro přesné měření rychlosti je nezbytná stabilita můstku. Tedy, pro vlastní nastavení můstku jsem postupoval stejně jako v podkapitole **4.1.2 podmínky měření**.

Vlastní kalibrace sondy byla prováděna zařízením DANTEC Flow Unit 90H02 pro rozsah rychlostí $0,1$ až 3 [$\frac{m}{s}$]. Při kalibraci sondy byl držák sondy uchycen do horizontální polohy, aby se kalibrace probíhala v pozici, v jaké bude sonda následně obtékána. Výsledná kalibrační křivka je vyobrazena na obr. 4.11.

Měření v izotermním případě jsem prováděl ve větším rozsahu Reynoldsových čísel, a to $Re = 40 \div 150$ [-]. Pro neizotermní případ je měřicí oblast uvažována v rozsahu $Re = 40 \div 80$ [-]. Právě v tomto rozsahu očekáváme, pro různé teploty, kritické hodnoty Reynoldsových čísel. Proměřené teploty byly voleny, a to 50°C , 100°C , 150°C a 200°C .

Vzorkovací frekvenci jsme nastavili 4000 [Hz] při odběru $16\ 384$, případně $64\ 384$, vzorků. Sonda byla umístěna 8 průměrů, po směru proudícího vzduchu, za obtékaný válec, což pro náš případ odpovídá vzdálenosti 20 mm.

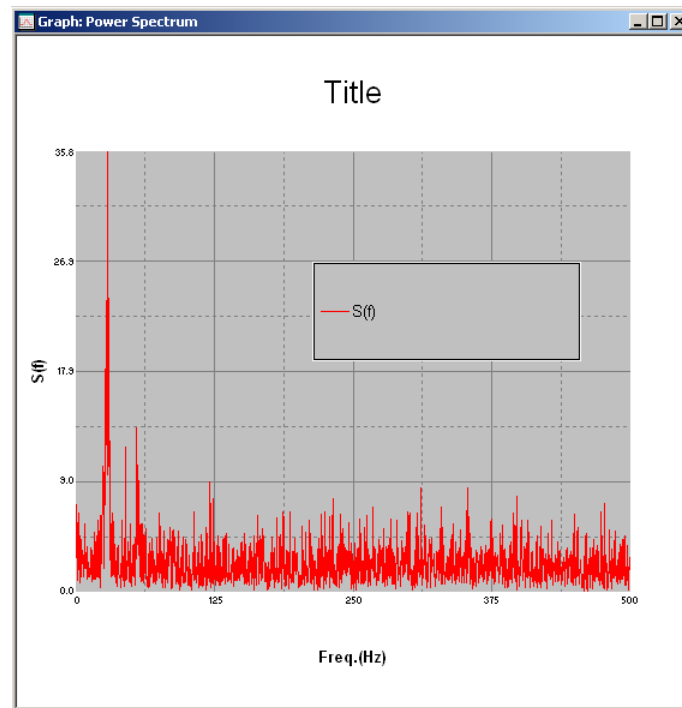
4.2.3 Výsledky a závěr z měření na navržené geometrii:

Při měření v úplavu válce již není používán převodní charakteristika, viz. obr. 4.11, pro přepočet elektrického napětí na rychlosti proudu. V této fázi pracujeme přímo s hodnotami vlastního napětí. Ke kvalitativnímu posouzení úplavu je rozhodující identifikace Strouhalovy frekvence, resp. výkonová spektrální hustota ve frekvenčním zobrazení. Z tohoto důvodu je absolutní hodnota rychlosti proudícího vzduchu pro nás nepodstatná.

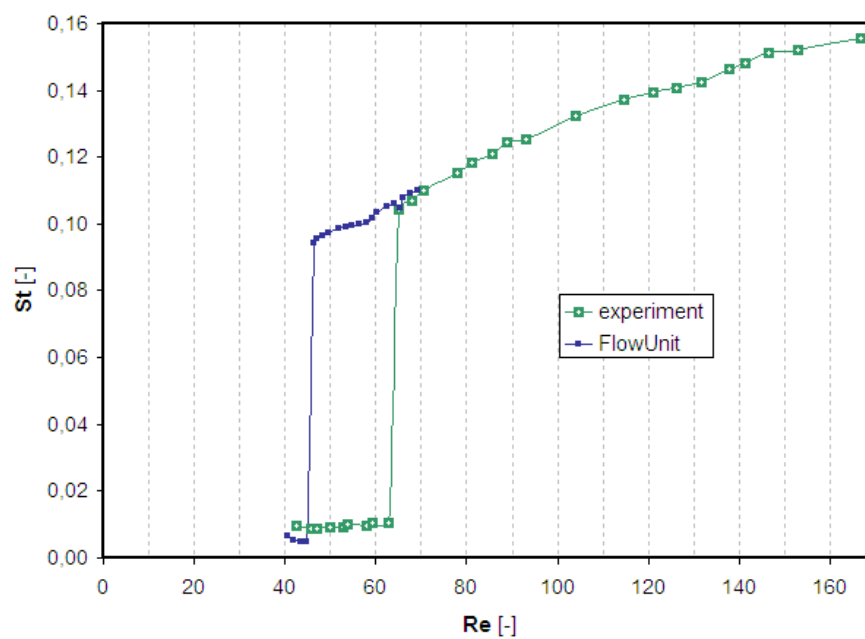
Naměřené hodnoty změn elektrického napětí v čase jsou metodou FFT převedeny do spektrální podoby. Na obr. 4.12 je spektrální zobrazení pro $Re = 85 [-]$ při 16 384 vzorcích. Pro větší názornost je udělán výřez pro rozsah frekvencí od 0 do 500 [Hz]. Tedy, pro nižší frekvence je z obrázku 4.12 patrný místní nárůst spektrální hustoty. V podstatě je tento nárůst jediným dominantním jevem v celém frekvenčním rozsahu. Takto vzniklá oblast je způsobena periodickým odtrháváním vírů z obtékaného válce. Pro nejvyšší hodnotu $S_{(f)}$ pak odečteme frekvenci, kterou nazýváme Strouhalovou. Pro tento případ to je 25,4 [Hz].

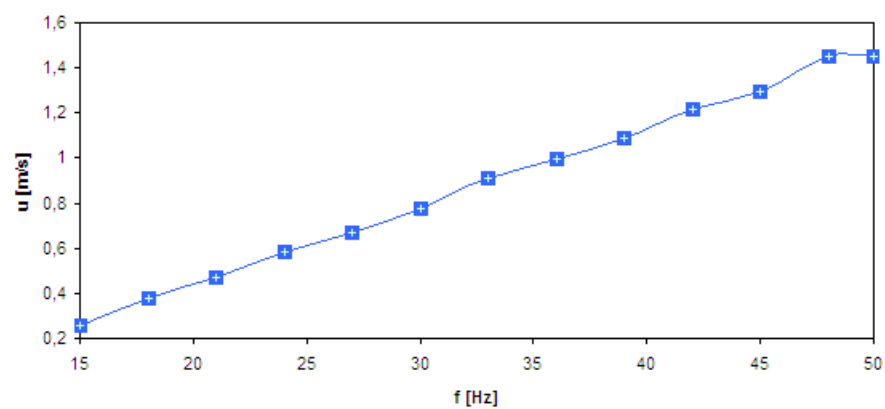
Po dosazení takto naměřené frekvence do vztahu 1.24 dostáváme Strouhalovo číslo. Na obr. 4.13 je porovnání $Re - St$, pro izotermní proudění, při měření na kalibrační jednotce 90H02, kde intenzita turbulence se pohybovala pod 1 % s měřením na experimentálním modelu, kde intenzita turbulence byla okolo 15 %. To také zřejmě zapříčinilo potlačení vzniku Karmánovy vírové řady a proto se hodnota Re_c objevuje až po $Re = 60 [-]$.

Dále jsem měřil závislost otáček motoru, nastavených frekvenčním měničem, na rychlosti proudu v měřicím prostoru (bez obtékaného válce). Naměřená charakteristika je vyobrazena na obr. 4.14. Poté jsem proměřil rychlostní profil v průřezu kanálu. Porovnání rychlostního profilu naměřených a vypočtených hodnot je proveden na obr. 4.15.

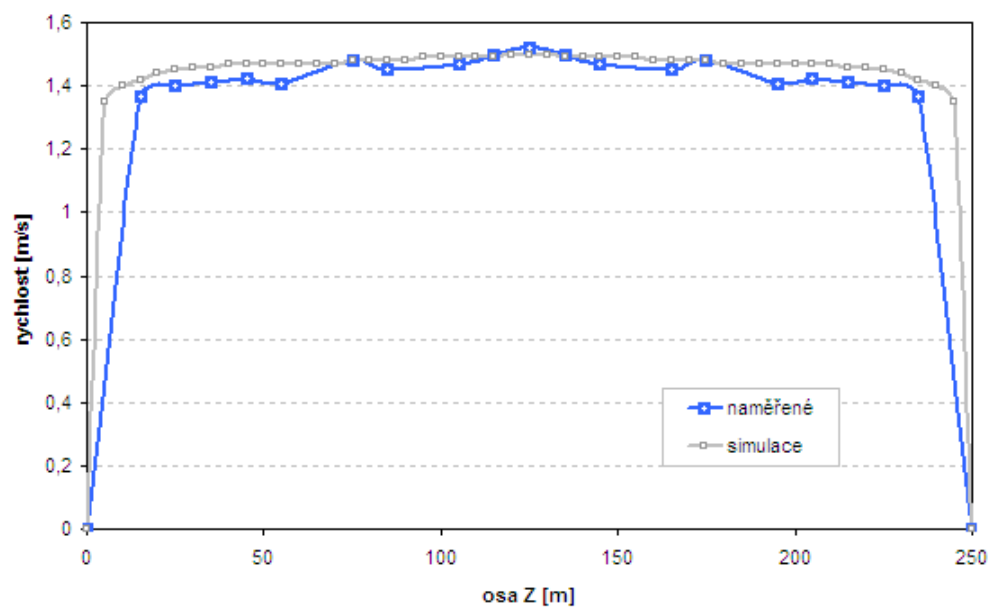


Obrázek 4.12: energetické spektrum:

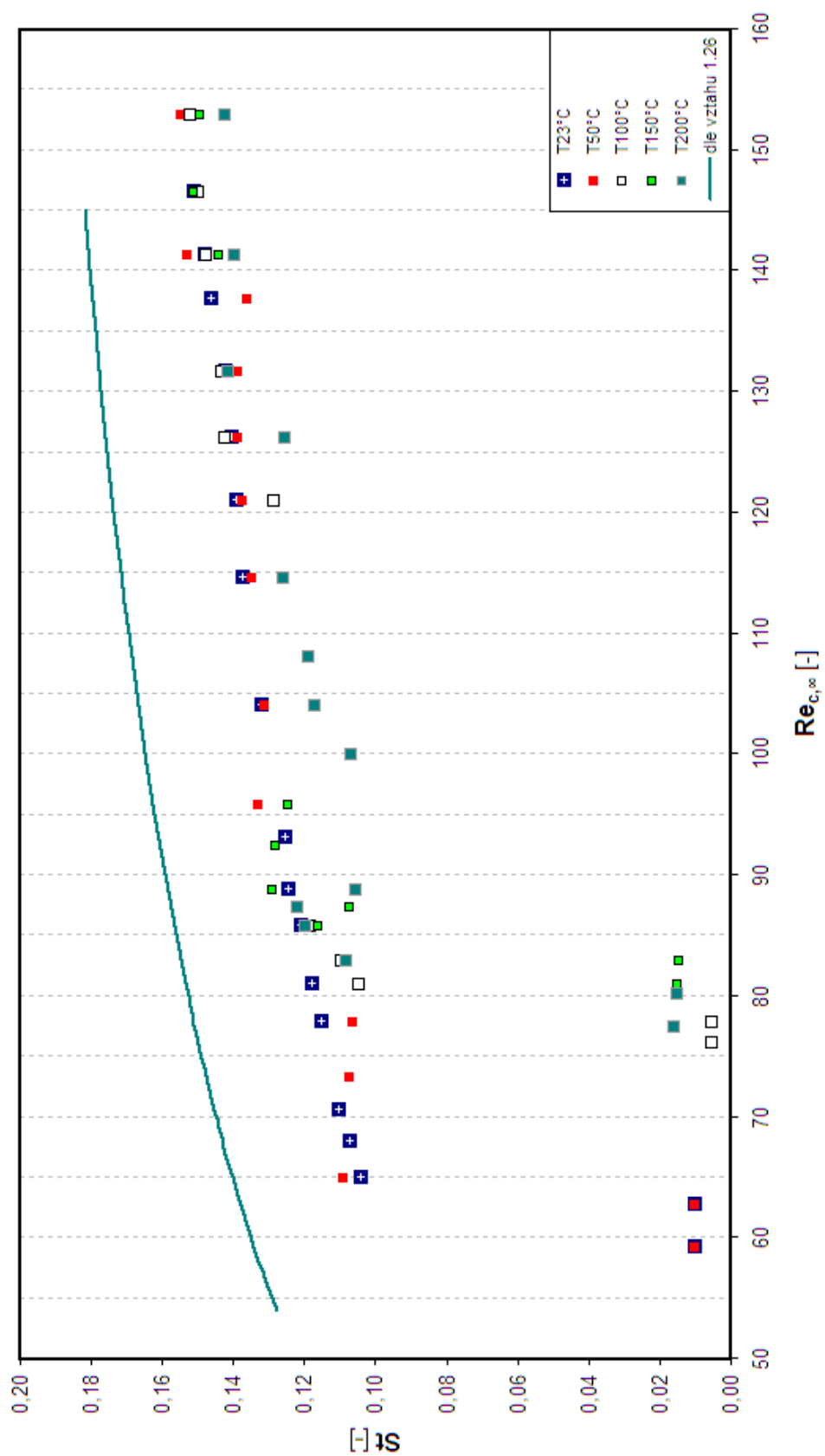
Obrázek 4.13: závislost Re - St pro izotermní případ:

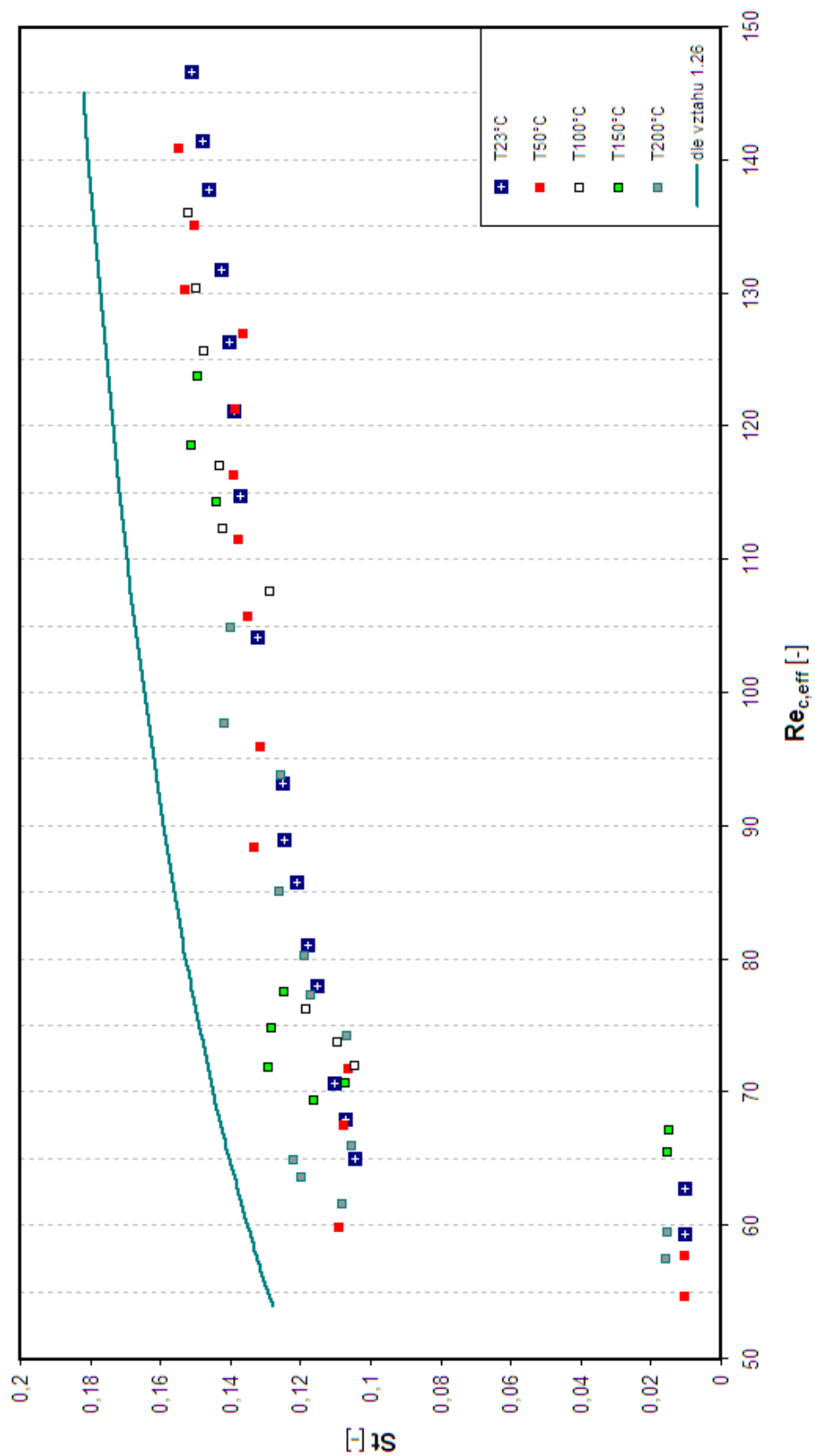


Obrázek 4.14: porovnání otáček motoru ku proudící rychlosti:



Obrázek 4.15: rozložení rychlostního profilu:

Obrázek 4.16: naměřená závislost $Re_{c,\infty}$ - St :

Obrázek 4.17: naměřená závislost $Re_{c,eff}$ - St :

Kapitola 5

Závěr:

5.1 Shrnutí a analýza výsledků:

Cílem této diplomové práce bylo prozkoumat vliv teploty na stabilitu úplavu za obtékaným válcem. Kvalitativní hodnocení úplavu provádíme metodou CTA, která umožňuje identifikaci Strouhalovských frekvencí. Tyto frekvence odečítáme z celkové výkonové spektrální hustoty ve frekvenčním zobrazení. Po dosazení takto naměřené frekvence do vztahu 1.24 dostáváme Strouhalovo číslo, které následně vyjádříme v závislosti na $Re_{c,\infty}$, či $Re_{c,eff}$.

V teoretické části mé diplomové práce jsem se zabýval návrhem vhodné geometrie. Geometrie měla mít takový tvar, aby bylo docíleno rovnoměrného a ustáleného rychlostního profilu proudu nabíhajícího na obtékané těleso. Jako obtékané těleso jsem předpokládal válec o $\varnothing 2,5$ mm. Postup návrhu je popsán v kapitole 3 *Návrh konstrukce experimentálního zařízení*. U výsledné geometrie, obr. 3.10 - varianta III, dosahujeme, ve vzdálenosti 0,4 m od výstupní hrany, zcela vyvinutý rychlostní profil a i dobré rychlostní pole v průběhu zaoblení vstupní části, viz. obr. 3.18, 3.19.

V experimentální části této diplomové práce jsem prováděl měření úplavu pro dvě různé varianty uspořádání.

První varianta byla, že rychlost nabíhajícího proudu vzduchu, na obtékaný válec, byla přesně nastavena přes kalibrační trysku DANTEC - 90H02, viz. obr. 4.2. Toto uspořádání zaručilo nejen přesné nastavení rychlosti, ale i nízkou intenzitu turbulence. Při měření intenzita turbulence nepřekročila hranici 1 %. Naše výsledky se velmi dobře shodují s výsledky publikovanými v práci Wang a kol. [3]. Na obr. 4.6 jsou porovnány námi naměřené hodnoty kritického Reynoldsova čísla s hodnotami naměřenými v práci Wang a kol. [3]. Přece jen malá odchylka je zřejmě způsobena tím, že takovéto uspořádání neumožňuje zabránění tzv. koncového efektu.

Druhá varianta byla tvořena navrženou geometrií, z teoretické části, spojenou s axiální ventilátorem. Ventilátor byl řízen frekvenčním měničem, obr. 4.10. Zde nastal problém s interpretací vlastního signálu jdoucí ze sondy. Po zapnutí frekvenčního měniče, resp. ventilátoru docházelo k načítání šumu k vlastní naměřené hodnotě. Nelze přesně určit jaký podíl mělo šíření elektromagnetického vlnění, resp. šíření šumu tzv. "po kabelech". Tedy, při měření docházelo k výraznému nárůstu střední směrodatné odchylky od měřené rychlosti, a to v řádech až desítek procent. Střední směrodatná odchylka v podstatě reprezentuje intenzitu turbulence v měřícím prostoru. Při takovémto nárůstu by docházelo ke značnému zkreslení celého experimentu. Proto jsme zkoušeli různé druhy opatření. Nejúčinnější se zdálo být zapojení odrušovacího filtru před napájecí kabel měřícího zařízení, se současným odstíněním A/D převodníku. Pro odstínění posloužila hliníková folie, viz. obr. 5.1. Účinnost tohoto opatření je vyobrazena na obr. 5.3, resp. 5.2.

Potlačení vlivu načítání šumu do měření ukázalo vyšší střední směrodatnou od-

chytku zapříčiněnou pulsací proudu vzduchu od rotujících lopatek. Toto se zkoušelo odstranit vkládáním různě porézních textilií do proudu vzduchu, a to mezi lopatky ventilátoru a měřený prostor. Nakonec, nejlepší se v tomto směru ukázal být moli-tan. Ostatní textilie fungovali spíše jako membrány přenášející vzruchy od lopatek jen v lehce utlumené podobě.

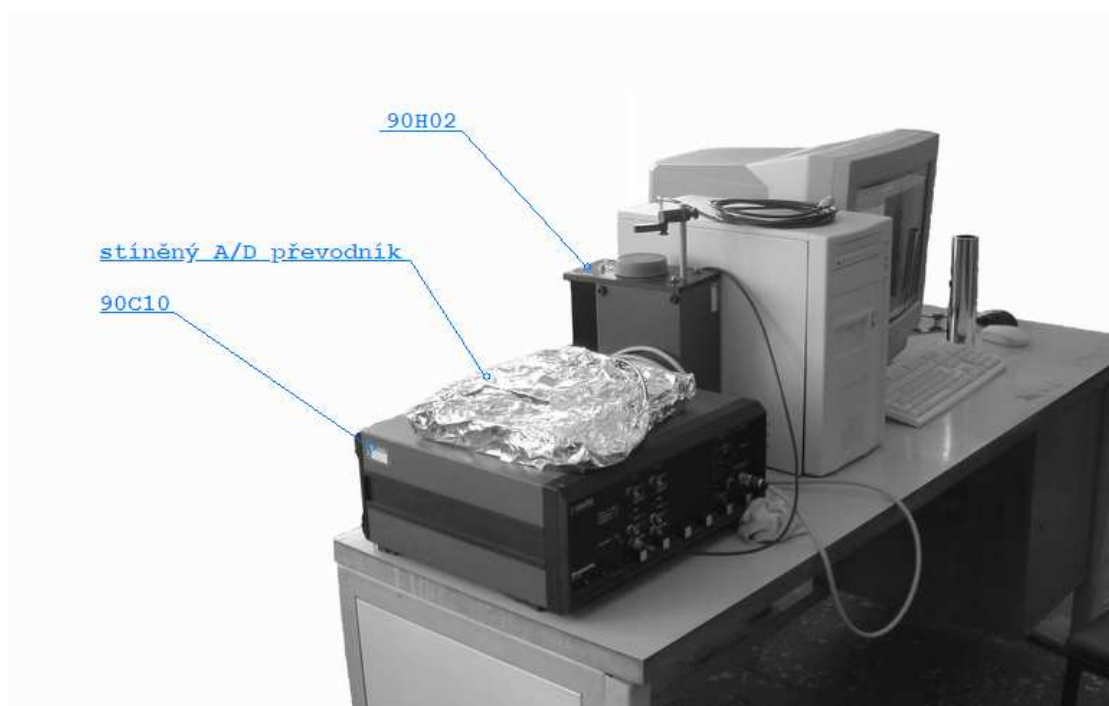
Dále se zkoušelo na sání použít jiné druhy ventilátorů. Nejlepšího výsledku se docílilo při použití radiálního ventilátoru s uklidňovací komorou, obr. 5.4, ale i tak se dosahovalo horších hodnot, jak při použití axiálního ventilátoru.

Tedy, výsledná intenzita turbulence se pohybovala okolo 15%. To také zřejmě zapříčinilo potlačení vzniku Karmánovy vírové řady, kdy místo $Re_c = 40 \div 49[-]$ se nám hodnota Re_c posunula až k hodnotě $Re = 60 [-]$. Pro izotermní měření je závislost $Re - St$ vyobrazena na obr. 4.13. Neizotermní měření je zpracováno do závislosti $Re_{c,\infty} - St$ či $Re_{c,eff} - St$ na obr. 4.16, 4.17. Při porovnání námi naměřených výsledků z první a druhé varianty pro neizotermní měření je vidět, že z druhé varianty nelze určit při jakém Re , pro danou teplotu, dochází ke vzniku Kármánovy vírové řady. Toto je způsobeno, a to jak buď fiktivní ve formě falešného signálu, či skutečnou, vysokou hodnotou výsledné intenzity turbulence.

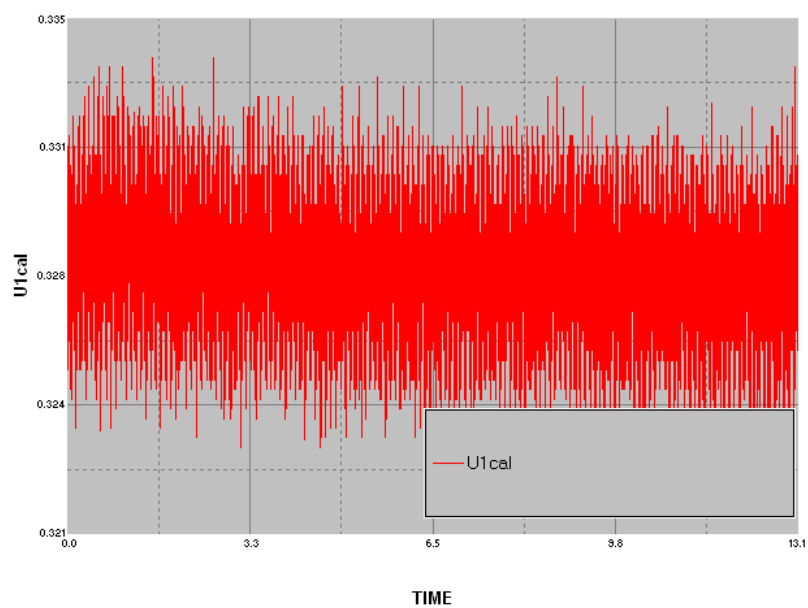
5.2 Návrh dalších experimentů:

Ze získaných poznatků plyne, že pro další zpřesňování výsledků je nezbytně nutné dosáhnout nízké intenzity turbulence. Domnívám se, že vhodné řešení by spočívalo v alternaci zdroje proudu vzduchu. Tedy, v nahrazení axiálního ventilátoru ovládaného frekvenčním měničem. Vhodné by mohlo být použití ejektoru.

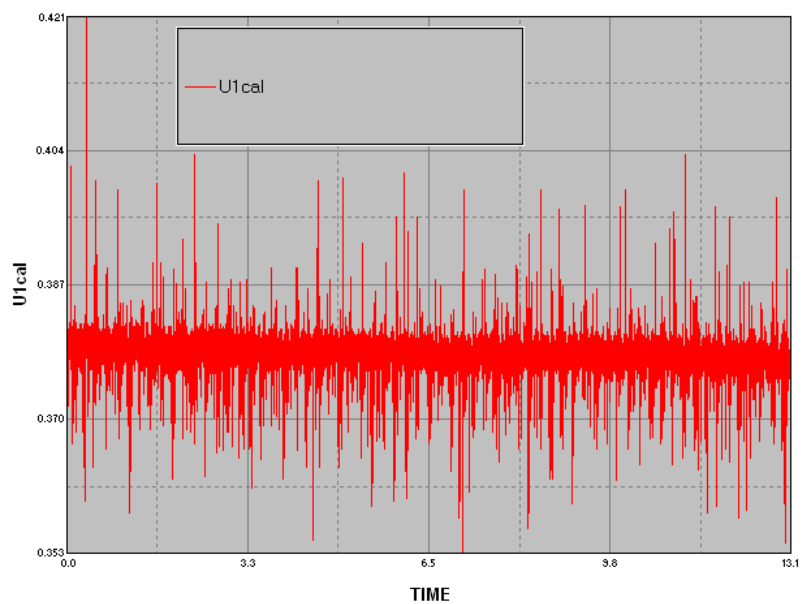
Dále je nutno se zaměřit na odstranění tzv. koncového efektu, který souvisí s přechodem k šikmému odtrhávání vírů, příp. k smíšenému proudění.



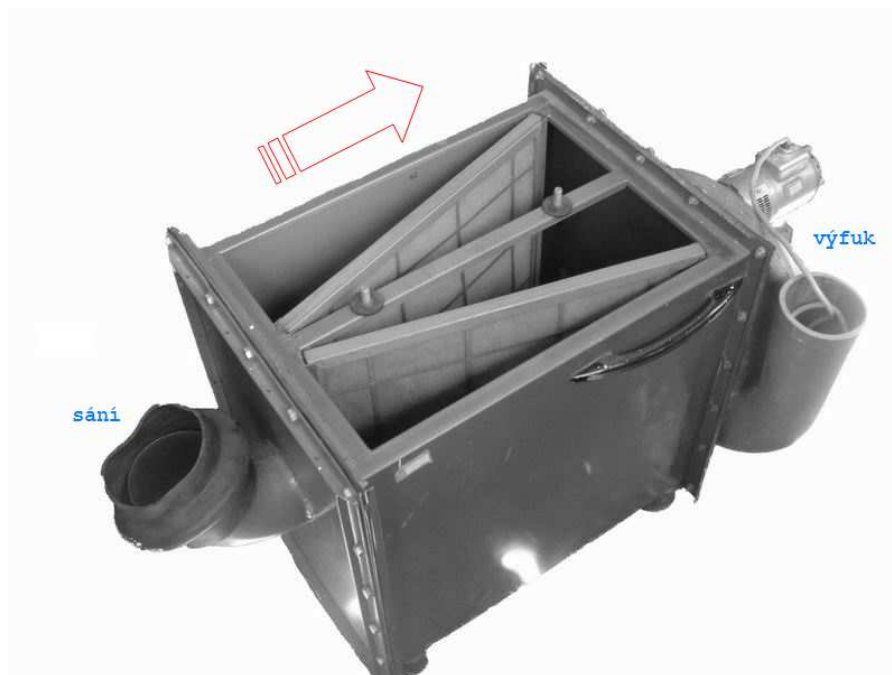
Obrázek 5.1: stínění A/D převodníku:



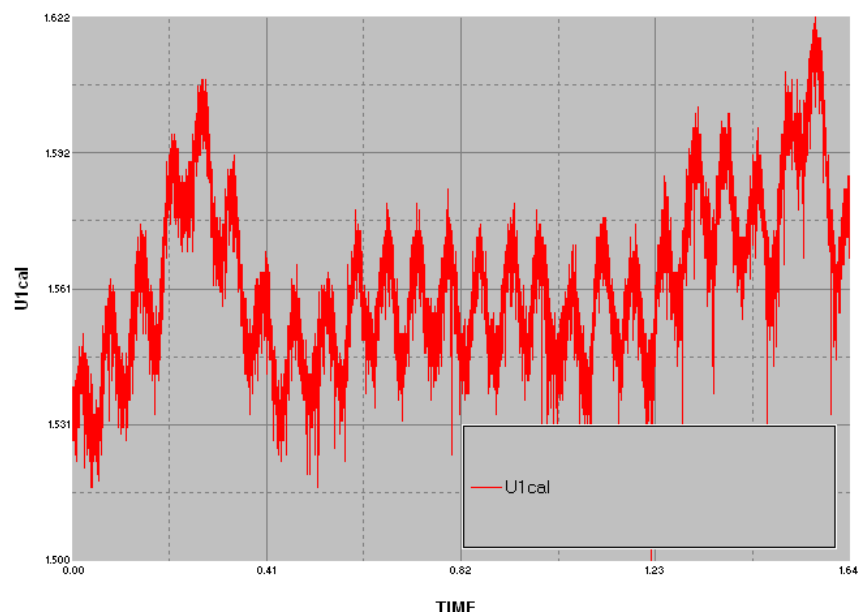
Obrázek 5.2: měření rychlosti po provedení opatření:



Obrázek 5.3: měření rychlosti před opatřeními:



Obrázek 5.4: radiálního ventilátoru s uklidňovací komorou:



Obrázek 5.5: rychlostní profil v čase od rad. ventilátoru:

Seznam obrázků

1.1	obtékání ideální tekutinou	14
1.2	obtékání skutečnou tekutinou	14
1.3	tlakový odpor desky	15
1.4	vývoj mezní vrstvy na desce	16
1.5	tloušťka mezní vrstvy	17
1.6	tlakový profil při obtékání válce	21
1.7	odtržení mezní vrstvy	22
1.8	vliv geometrie tělesa na tvar tlakového pole	24
1.9	úplav za profilem bez odtržení mezní vrstvy	24
1.10	vliv geometrie tělesa a Re na velikosti c_{pb}	25
1.11	ztráta energie vlivem viskosity	26
1.12	vírové pole	27
1.13	možnosti uspořádání vírového pole	30
2.1	schéma uspořádání pro vizualizaci metodou "smoke wire"	36
2.2	obecný měřicí řetězec CTA	37
2.3	kalibrace CTA	38
2.4	přenosová funkce $E - U$	38
3.1	geometrie původního návrhu	40
3.2	oblasti 2D modelu s okrajovými podmínkami	41

3.3	kovová textilie	42
3.4	vektorové pole proudu bez kovové textilie	44
3.5	vektorové pole proudu s kovovou textilií	44
3.6	vektorové pole ve vstupní části	45
3.7	vektorové pole v okolí kovové textilie	45
3.8	vektorové pole v oblasti zúžení	46
3.9	rozložení rychlostí v řezu kovové textilie	46
3.10	konečná geometrie druhého návrhu	47
3.11	varianta I	48
3.12	varianta II	49
3.13	varianta III	50
3.14	vektorové rychlostní pole ve vstupní části - Varianta I	52
3.15	rychlostní profil v porovnávací vzdálenosti - Varianta I	52
3.16	vektorové rychlostní pole ve vstupní části - Varianta II	53
3.17	rychlostní profil v porovnávací vzdálenosti - Varianta II	53
3.18	vektorové rychlostní pole ve vstupní části - Varianta III	54
3.19	rychlostní profil v porovnávací vzdálenosti - Varianta III	54
4.1	Měření na kalibrační jednotce	56
4.2	detail uspořádání při měření na kalibrační jednotce	57
4.3	optimální odezva na čtvercový signál	58
4.4	set overheat	58
4.5	zkratovací sonda	59
4.6	porovnání výsledků: vliv T_w na $Re_{c,\infty}$	60
4.7	porovnání výsledků: vliv T^* na Re_c	60
4.8	naměřená závislost $Re_{c,\infty}$ - St	61
4.9	naměřená závislost $Re_{c,eff}$ - St	62
4.10	celkový náhled na experiment	64

4.11 kalibrační křivka	65
4.12 energetické spektrum	67
4.13 závislost Re-St pro izotermní případ	67
4.14 porovnání otáček motoru ku proudící rychlosti	68
4.15 rozložení rychlostního profilu	68
4.16 naměřená závislost $Re_{c,\infty}$ - St	69
4.17 naměřená závislost $Re_{c,eff}$ - St	70
5.1 stínění A/D převodníku	74
5.2 měření po odstínění A/D	75
5.3 měření před odstíněním A/D	75
5.4 radiálního ventilátoru s uklidňovací komorou	76
5.5 rychlostní profil v čase od rad. ventilátoru	76

Seznam příloh:

1.1	vektorové rychlostní pole - Varianta I	83
1.2	rychlostní profil - Varianta I	83
1.3	vektorové rychlostní pole - Varianta II	84
1.4	rychlostní profil - Varianta II	84
1.5	vektorové rychlostní pole - Varianta III	85
1.6	rychlostní profil - Varianta III	85
1.7	vizualizace proudění	86

Celkový počet stran:

4 str.

Seznam tabulek:

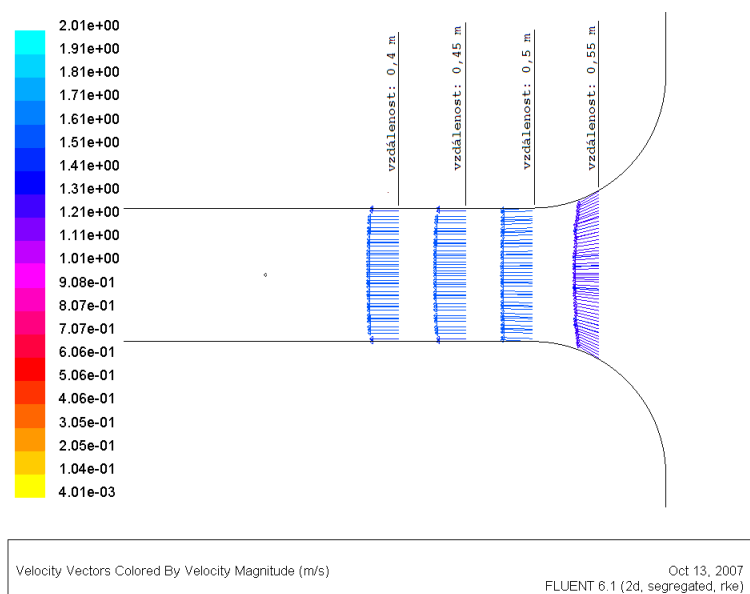
1.1	hodnoty konstanty A v závislosti na Re_{Lkrit}	23
-----	--	----

Literatura

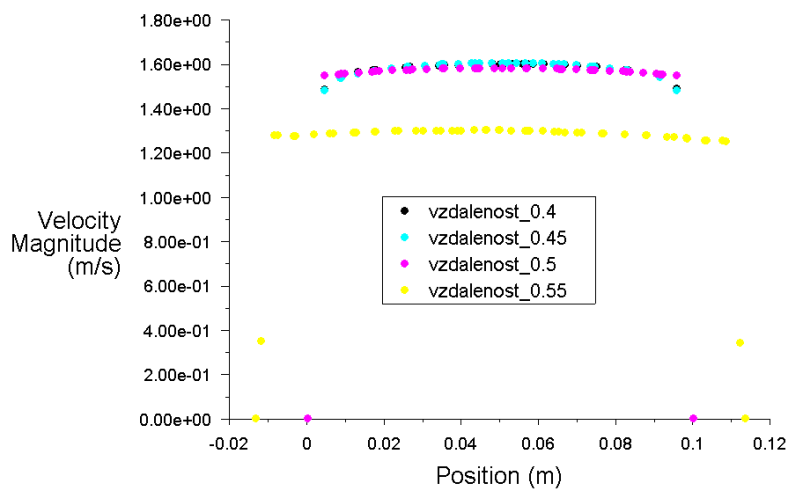
- [1] Jaroslav Janalík; Vybrané kapitoly z mechaniky tekutin; poznámky k přednáškám 1-část. Ostrava - 2002;
- [2] Vít et al: The influence of temperature gradient on the Strouhal-Reynolds number relationship for water and air, Experimental Thermal and Fluid Science Volume 31, Issue 7, July 2007, Pages 751-760
- [3] A.-B. Wang, Z. Trávníček, K.-C. Chia, On the relationship of effective Reynolds number and Strouhal number for the laminar vortex shedding of a heated circular cylinder, 2000
- [4] Milan Kotek, Petra Dančová Influence of the temperature on the critical reynolds number for the laminar vortex shedding; Experimental Fluid Mechanics 2007 Liberec 28.-30. November;
- [5] Yang. W-J. Handbook of flow visualization, Hemisphere Publish, Corp.; 1989
- [6] Miroslav Brdička, Ladislav Samek, Bruno Sapko; Mechanika kontinua; Akademie věd České republiky -2000,
- [7] Wikipedia: [http : //cs.wikipedia.org/wiki/Navier – Stokesova,ovnice](http://cs.wikipedia.org/wiki/Navier-Stokesova_rovnice)
- [8] Guido Buresti; Dynamics of the flow past a bluff body; CISM, October 9-13, 2006; University of Pisa,

- [9] E. Jorgensen, How to measure turbulence with hot-wire anemometers a practical guide; 2002

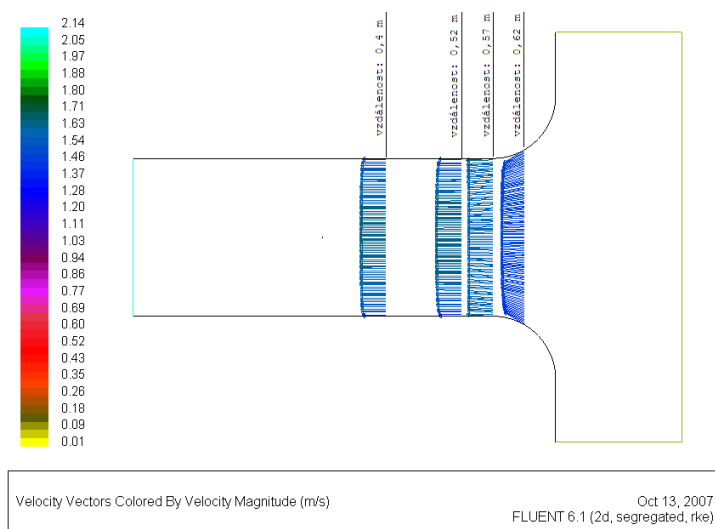
Příloha 1.1 vektorové rychlostní pole ve zvolených místech - Varianta I



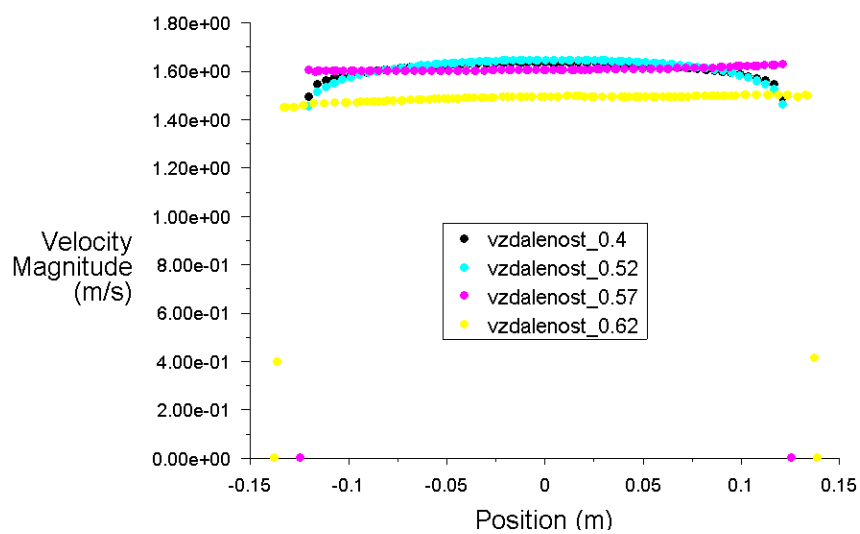
Příloha 1.2 rychlostní profil ve zvolených místech - Varianta I



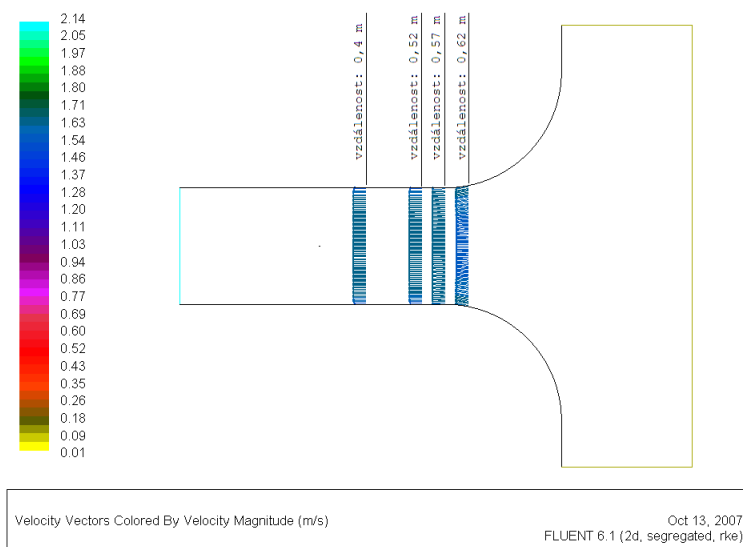
Příloha 1.3 vektorové rychlostní pole ve zvolených místech - Varianta II



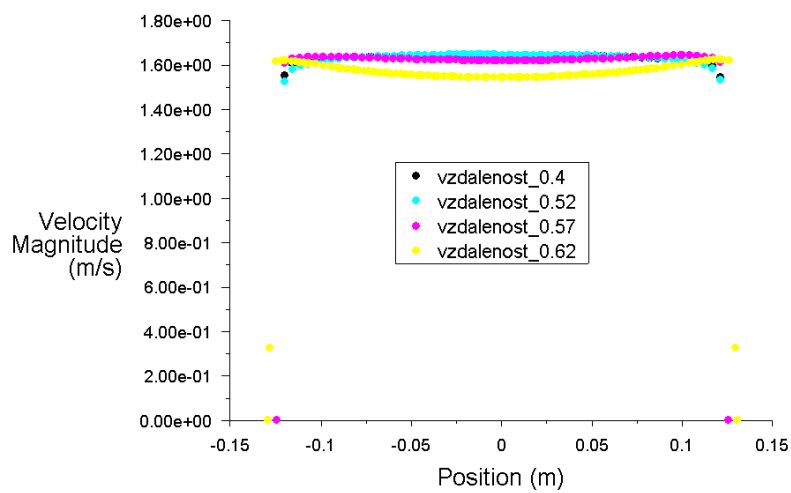
Příloha 1.4 rychlostní profil ve zvolených místech - Varianta II



Příloha 1.5 vektorové rychlostní pole ve zvolených místech - Varianta III



Příloha 1.6 rychlostní profil ve zvolených místech - Varianta III



Příloha 1.7 vizualizace paralelního odtrhávání vírů pro $Re = 120$, $T^* = 1$.

